

ANNALEN DER PHYSIK

VIERTE FOLGE. BAND 86

1. Über Rückdiffusion und Sekundärstrahlung mittelschneller Kathodenstrahlen an Metallen¹⁾;

von K. H. Stehberger

Einleitung

Wenn Kathodenstrahlen einheitlicher Geschwindigkeit auf eine Metalloberfläche auftreffen, so wird diese ihrerseits zum Ausgangspunkt von Kathodenstrahlung höchst uneinheitlicher Geschwindigkeit. In seiner im Jahre 1905 erschienenen Arbeit hat Hr. Becker²⁾ bereits zeigen können, daß die Elektronenemission einer mit Kathodenstrahlen von $\frac{1}{3}$ Lg bestrahlten Metallplatte zwar z. T. an der äußersten Oberfläche vor sich geht, z. T. aber auf der Mitwirkung einer ziemlich großen Schichtdicke („Rückdiffusionsdicke“) beruht.

1. Auf der Grundlage der in der erwähnten Arbeit unter weitgehender Variation der Versuchsbedingungen gewonnenen Ergebnisse gelang es später Hrn. Lenard³⁾, unter Hinzunahme neuerer Kenntnis eine vollständige quantitative Darstellung des gesamten in Betracht kommenden Erscheinungskomplexes zu finden. Ursache der aus tieferen Schichten stammenden Strahlen ist danach *Rückdiffusion* von Primärelektronen. Die Rückdiffusion ist das Endergebnis vieler kleiner Ablenkungen, die das schnelle Primärelektron bei seinen Atomdurchquerungen im Innern des Metalles erfährt. Die Ablenkung muß bei senkrechtem Einfall im ganzen über 90° nach einer Seite hin betragen, damit Rückdiffusion eintritt. Ausgeschlossen ist es nicht, daß *echte Reflexion* aus dem Molekülbereich der Rückdiffusionsdicke je nach der Stoffart wesentlich an dem Vorgang beteiligt ist.⁴⁾ Als *echte Reflexion* be-

1) Für die Annalen bearbeitete Dissertation aus dem Radiologischen Institut, Heidelberg, der Naturw.-Math. Fak. vorgelegt 16. Mai 1928.

2) A. Becker, Ann. d. Phys. 17. S. 381. 1905.

3) P. Lenard, Quantitatives über Kathodenstrahlen. S. 226.

4) Es sind Übergänge von Rückdiffusion in echte Reflexion nach Beobachtungen von Hrn. Holtzmann wahrscheinlich geworden (Ann. d. Phys. 86. S. 214. 1928); vgl. auch über solche Übergänge P. Lenard, Ann. d. Phys. 80. S. 26. 1926.

zeichnen wir die beliebig große Ablenkung eines Primärelektrons bei einem *einzigem* Zusammentreffen mit einem Atom.

2. Im deutlichen Gegensatz hierzu erscheint die *Sekundärstrahlung*, deren Geschwindigkeit ausnahmslos sehr gering ist und durch Änderung der Primärgeschwindigkeit wesentlich unbeeinflussbar bleibt.¹⁾ Diese Eigenschaft kann zum mindesten für langsame und mittelschnelle Primärstrahlen als feststehend betrachtet werden.²⁾ Außerdem zeigt die Sekundärstrahlung hinsichtlich ihrer Geschwindigkeitsverteilung, soweit bis jetzt untersucht, keinerlei Abhängigkeit von der Schichtdicke.

Mit dem gleichen Gegenstand befassen sich in neuerer Zeit zahlreiche Arbeiten. In diesen Arbeiten ist fast durchweg von einer „Sekundärstrahlung“ schlechthin die Rede, worunter das Gemisch aus wirklicher Sekundärstrahlung³⁾ und Rückdiffusion verstanden wird. Dabei wird das charakteristische Nebeneinander der beiden sowohl hinsichtlich ihrer Entstehungsweise als auch ihrer Erscheinungsform so verschiedenen Arten von Elektronenemission ignoriert und damit die Möglichkeit, in die tieferen Zusammenhänge des Mechanismus der Sekundärstrahlung einzudringen, achtlos beiseite gesetzt.

3. Nachdem Hrn. Becker⁴⁾ eine weitgehende Zerlegung der Gesamterscheinung in ihre drei Einzelbestandteile, Sekundärstrahlung, Rückdiffusion und Reflexion, im Gebiet langsamer Primärstrahlen ($V_p = 10-1100$ Volt) gelungen ist, hat sich die vorliegende Arbeit die Aufgabe gestellt, in analoger Weise das Gebiet der mittelschnellen Primärstrahlen zu erforschen.

Auf diesem Gebiet liegt bereits die Arbeit von M. Baltruschat u. H. Starke⁵⁾ vor, die aber nicht als zweifelfreie Beantwortung der in Betracht kommenden Fragen gelten kann. Die Verfasser sprechen zwar von Sekundärstrahlung

1) Für sehr große V_p vgl. jedoch P. Lenard u. A. Becker, Kathodenstrahlen S. 280.

2) P. Lenard, Quantitatives über Kathodenstrahlen. S. 158.

3) Über deren Definition vgl. P. Lenard, Quantitatives über Kathodenstrahlen, S. 133.

4) A. Becker, Ann. d. Phys. 78. S. 253. 1925.

5) M. Baltruschat u. H. Starke, Phys. Ztschr. 23. S. 403. 1922.

und Rückdiffusion, ohne aber eine zutreffende Trennung durchzuführen, woran sie auch infolge teilweiser Entstellung ihrer Meßergebnisse durch Versuchsfehler (Wandstrahlenwirkung) verhindert sind, und sie gelangen zu Schlüssen, die z. T. mit den eingangs dargelegten hauptsächlichen Erfahrungstatsachen über Auftreten und Natur beider Strahlenarten in Widerspruch stehen. So finden sie z. B., daß Rückdiffusion bei Primärgeschwindigkeiten unter 6000 Volt überhaupt nicht in merklichem Maße vorkomme; ferner, daß die maximale Geschwindigkeit der Sekundärelektronen bei $V_p = 9000$ Volt etwa 40 Volt betrage, bei $V_p = 6000$ Volt dagegen etwa 200 Volt erreiche, also einen sehr erheblichen Gang mit der Primärgeschwindigkeit besitze.

Wenn es nun die vorliegende Arbeit unternehmen will, die Verhältnisse der Elektronenemission im Gebiet mittelschneller Primärstrahlen klar zu stellen, so kann dies nur so geschehen, daß Rückdiffusion und Sekundärstrahlung einwandfrei getrennt und jedes für sich untersucht werden. Die Trennung läßt sich in unserem Falle, wie man leicht einsieht, mit größerer Genauigkeit durchführen als bei kleinen V_p , da sich die rückdiffundierenden Elektronen über ein weit ausgedehnteres Geschwindigkeitsintervall verteilen und daher innerhalb jedes engen Intervalls nur in verhältnismäßig geringer Zahl auftreten, während die Sekundärelektronen ihrerseits nur auf kleine Geschwindigkeiten beschränkt sind und sich also lediglich in diesem Gebiet den rückdiffundierenden Elektronen überlagern. Eine dementsprechende Geschwindigkeitsverteilung ist nach Beseitigung der Wandstrahlung auch tatsächlich beobachtet worden.

4. Wie Hr. Lenard bereits 1918 betont hat¹⁾, wird die Eintrittssekundärstrahlung zum Teil von den auf die Metalloberfläche auftreffenden Primärelektronen, zum Teil aber von den aus der Metallschicht rückkehrenden Primärelektronen hervorgerufen. Es wurde in der vorliegenden Arbeit versucht, ein Urteil auch darüber zu gewinnen, in welchem Maße die jeweils beobachtete Sekundärmenge als durch rückkehrende Elektronen hervorgerufen zu betrachten ist.

Zur weitgehendsten Sicherstellung der Ergebnisse schien es erforderlich, die Beantwortung der einzelnen Fragen unter

1) P. Lenard, Quantitatives über Kathodenstrahlen. S. 226.

Zuhilfenahme teilweise verschiedener Anordnungen zu bewerkstelligen, um dadurch nach Möglichkeit nur die Vorteile jeder solchen Anordnung zur Geltung kommen zu lassen. Dies Verfahren legt natürlich die Verpflichtung auf, die Vergleichbarkeit mit verschiedenen Anordnungen gewonnener Ergebnisse in jedem einzelnen Falle einer besonderen Kritik zu unterziehen.

5. In einer analogen Arbeit von Hrn. Becker, auf die wir bereits Bezug genommen haben, wird noch ein dritter Anteil von Elektronen abgetrennt, der sich dadurch auszeichnet, daß seine Geschwindigkeit nahezu diejenige der Primärstrahlung ist. Es lag nahe, diesen Teil als echt reflektierte Strahlung anzusehen, da er sich durch eine besondere Mengenstufe von dem verlangsamten Anteil abhebt.¹⁾ Dieser Anteil tritt, wie jene Messungen zeigten, bei den höheren Primärgeschwindigkeiten unserer Untersuchungen vollkommen zurück.

Es wird sich bei der Besprechung unserer Ergebnisse erweisen, daß die an mittelschnellen Primärstrahlen beobachteten Erscheinungen sich denjenigen, die im Gebiet langsamer Primärstrahlen bereits festgestellt wurden, unmittelbar anschließen. Die allmählichen Veränderungen, denen beim Übergang zu den gegenwärtig benutzten höheren Primärgeschwindigkeiten das Gesamtbild des Elektronenemissionsvorganges unterworfen ist, liegen in der Richtung, daß die Rückdiffusion und die von ihr ausgelöste Sekundärstrahlung immer mehr in den Vordergrund treten.

Hauptteil

A. Die Hochspannungsquelle

6. Zur Erzeugung der benötigten Primärgeschwindigkeiten zwischen 1000 und 12000 Volt diente bei sämtlichen Versuchen folgende Hochspannungsanlage (Fig. 1).

An die Gleichspannung einer 220-Voltbatterie ist ein Wechselstromaggregat angeschlossen, das einen Wechselstrom von 110 Volt und 40 Wechsel in der Sek. liefert. Dieser durchfließt den Primärkreis eines kleinen Öltransformators *T*. Von dessen Sekundärspule ist der eine Pol geerdet, der andere zur Kathode einer Gleichrichterröhre geführt. Deren Heizbatterie

1) A. Becker, Ann. d. Phys. 78. S. 253. 1925.

(7 Akkumulatoren) und Regulierwiderstand sind isoliert aufgestellt. Die Anode des Gleichrichters ist mit der inneren Belegung einer Batterie aus 4 großen Leidener Flaschen verbunden. Wie die Prüfung mittels Braunscher Röhre und Drehspiegel zeigte, war die beschriebene Anordnung, da die Spannung statisch gemessen wurde und der Betrieb der Versuchsröhren nur sehr geringe Strommengen erforderte, sehr wohl imstande, eine Gleichspannung von befriedigender Kon-

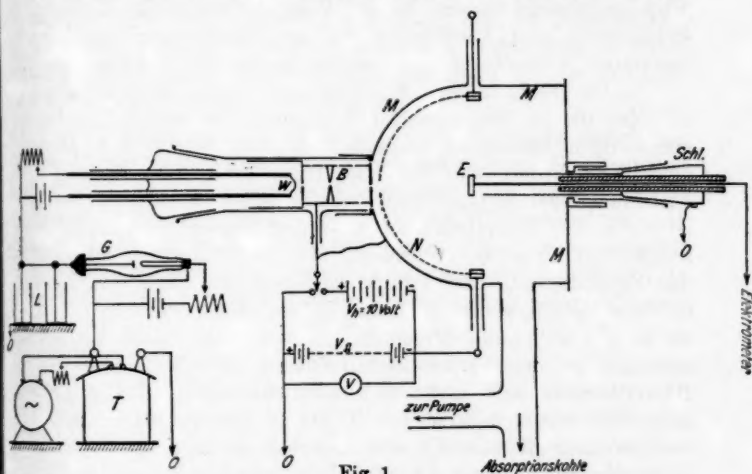


Fig. 1

stanz zu liefern. Da außerdem die Isolation der gesamten Anlage vorzüglich war, konnte ein kleiner Teil der Messungen sogar in der Weise durchgeführt werden, daß die Wechselstrommaschine immer nur in den Meßpausen lief und die Messung dann mit Hilfe des Spannungsvorrates in der Leidener Batterie vor sich ging, wobei die Spannung jedesmal um weniger als 3 v. H. des Anfangswertes abnahm. Reguliert wurde die Hochspannung mittels eines in den Primärkreis des Transformators eingeschalteten Schieberwiderstandes.

B. Messungen der Geschwindigkeitsverteilung des langsamen Anteils der austretenden Strahlung im Kugelfeld

7. Zur Messung von Geschwindigkeitsverteilungen wird im folgenden ausschließlich die Gegenfeldmethode angewandt. Und zwar muß zur von Raumladungseffekten unbeeinflußten,

einwandfreien Messung der kleinen Sekundärgeschwindigkeiten derjenigen Anordnung der Vorzug gegeben werden, die mit einer möglichst geringen Primärintensität auszukommen gestattet. In dieser Hinsicht liegen die Verhältnisse bei der *Kugelfeldanordnung* besonders günstig, da hierbei die gesamte allseitige Ausstrahlung der Metalloberfläche gemessen wird. Unter dem gleichen Gesichtspunkt wird auch die elektrometrische Meßweise gewählt. Eine erhebliche Fehlerquelle der Kugelanordnung besteht in der Wandstrahlenwirkung, deren Erläuterung und Beseitigung bei der Schilderung der hier benutzten Versuchsröhre eingehend behandelt werden wird.

8. *Die Versuchsröhre I.* (Fig. 1.) — Die Versuchsröhre, mit der die in den zunächst folgenden Abschnitten zu besprechenden Messungen hergestellt wurden, besitzt eine ähnliche Einrichtung, wie die von Hrn. Becker zu analogen Untersuchungen an langsamen Primärstrahlen benutzte.¹⁾ Doch ist sie in den Hauptteilen aus 2–4 mm starkem Messingblech angefertigt. Nur der Glühkopf, der Schliffansatz *Schl* und das Zuleitungsrohr zur Pumpe bestehen aus Glas. Sie sind in dem Metallkörper der Röhre in der Weise befestigt, daß sie in gut anliegende Messinghülsen von 2 cm Länge hineingesteckt und von außen verkittet sind. Die Metallteile des Röhrenkörpers sind unter sich luftdicht verlötet. Die primäre Elektronenquelle ist der Wolframdraht *W*, dessen Heizbatterie samt Widerstand und Quecksilberschalter auf einen Isolierschemel montiert ist. Die Primärstrahlen treten durch ein Blendensystem *B*, das aus 3 konzentrischen Einzelblenden (Durchmesser 1 mm) besteht, in den Meßraum *M* ein und treffen normal auf die Meßelektrode *E* auf, an deren Oberfläche sich der zu untersuchende Sekundärstrahlungsprozeß abspielt. Diese Meßelektrode ist eine Metallscheibe, deren Durchmesser 1 cm, d. i. $\frac{1}{10}$ des Durchmessers der Halbkugel *M* beträgt, so daß der Charakter des Zentralfeldes innerhalb des Meßraumes genügend gewahrt ist. Der Stiel der Elektrode ist von einem geerdeten Messingschutzrohr umgeben und führt, durch Flintglas isoliert, durch einen Metallschliff aus der Röhre heraus. Die Elektrodenscheibe ist auf den Stiel aufgeschraubt und kann nach Herausnehmen des Schliffes ausgetauscht werden.

1) A. Becker, Ann. d. Phys. 78. S. 232. 1925.

Zu den Messungen wurde ein ausgezeichnetes Hochvakuum benötigt. Als Pumpe diente eine rotierende Quecksilberpumpe mit einer Kapselpumpe als Vorpumpe. Das eigentliche Hochvakuum wurde dann durch Anwendung einer beträchtlichen Menge von Absorptionskohle erzielt, die vor jeder Versuchsreihe eine Stunde lang bis nahe an den Erweichungspunkt des Glasgefäßes erhitzt und unter ständigem Laufen der Pumpen entgast wurde. Dann wurde längere Zeit mit flüssiger Luft gekühlt. Als Kriterium für hinreichende Güte des Vakuums wurde es betrachtet, wenn beim Anlegen hoher Spannungen an die Röhre sich keine Unruhe des entetzten Elektrometers erkennen ließ.

9. *Schaltung und Meßweise.* — Die elektrische Schaltung der Versuchsröhre zur Messung der sekundären Geschwindigkeitsverteilung wird aus Fig. 1 ersichtlich. Die negative Hochspannung liegt am Glühdraht W . An der Röhrenwand, die mit dem Blendensystem B verbunden ist, liegt eine variable negative Spannung V_g , deren Höhe zwischen 0 und 50 Volt verändert wird und an einem Präzisionsvoltmeter jederzeit ablesbar ist.

Die Elektrode E ist zum Binantelektrometer geführt. Zu Beginn jedes Versuches ist sie geerdet. Ihre positive oder negative Aufladung während des Versuches bleibt genügend klein, so daß die hierdurch bewirkte Feldänderung nicht beachtet zu werden braucht. Das Feld zwischen Elektrode und Röhrenwand (von dem dazwischenliegenden Netz N ist hier vorläufig abgesehen; Näheres hierüber folgt weiter unten) bestimmt die maximale Austrittsgeschwindigkeit derjenigen Elektronen, die noch eben auf der Elektrode zurückgehalten werden und also zur Messung gelangen. Das sind dann 1. die in der Auffangeplatte echt absorbierten Primärelektronen, 2. die bis auf eine Geschwindigkeit $< V_g$ verlangsamten rückkehrenden Primärelektronen und 3. die Sekundärelektronen mit Geschwindigkeiten $< V_g$. Die daraus resultierende Gesamtaufladung der Elektrode während einer bestimmten Meßzeit und bei konstant gehaltenem Primärstrom kann so bei variiertem V_g gemessen werden. Die Vereinigung einer Anzahl solcher Messungen ergibt als Funktion von V_g graphisch dargestellt die Integralkurve der Geschwindigkeitsverteilung in dem betreffenden Intervall von V_g .

Die Wandstrahlen

10. In der bisher besprochenen Versuchsanordnung ist noch eine Fehlerquelle enthalten, deren Einfluß auf die Meßergebnisse zum Gegenstand besonderer Untersuchungen gemacht wurde. Es handelt sich hierbei um die Wirkung der „Wandstrahlen“. Das sind solche Sekundärelektronen, die durch an den Wänden des Meßraumes auftreffende Kathodenstrahlen dort ausgelöst werden und daher die Messung fälschen.

Die Frage nach dem Maße der Beeinträchtigung der Ergebnisse durch Wandstrahlenwirkung muß immer dann einer eingehenden Prüfung unterzogen werden, wenn bei der benutzten Anordnung Erzeugungsraum der zu messenden Strahlen und Meßraum identisch sind.

Und zwar läßt sich über den Umfang der Wirkung allgemein sagen, daß er stark anwächst, wenn man zu schnelleren und daher der Rückdiffusion in höherem Grade unterworfenen Primärstrahlen übergeht, und ferner, daß er von der Größe der Meßelektrode im Verhältnis zu den Dimensionen des Meßraumes und von der Größe des nach der Elektrode hin gerichteten Feldes abhängt.

Man kann diese Fehlerquelle nicht mittels einer Korrekutionsrechnung eliminieren. Vielmehr muß die experimentelle Beseitigung der Wandstrahlen durch besondere Einrichtung des Meßraumes als der einzige aussichtsreiche Weg betrachtet werden.

11. *Netz und Hilfsfeld.* — Die Wandstrahlenwirkung zu vermeiden oder doch auf einen sehr kleinen Betrag abzuschwächen ist dann möglich, wenn es gelingt, die erzeugenden Wände außerhalb des Meßfeldes anzubringen. Zu diesem Zweck wurde in die Halbkugel *M* hinein eine zweite *N* konzentrisch eingebaut, die aus einem Drahtgerüst mit darübergespanntem, sehr feindrähtigem Messingnetz besteht. Der Radius dieser Netzkugel *N* (Fig. 1) ist um 4 mm kleiner als der innere Radius der Kugelschale *M* gewählt. Beide voneinander isolierte Halbkugeln stellen also einen halben Kugelkondensator dar. Darin kann ein Feld bestehen, das von dem Meßfeld unabhängig ist.

12. Es kam nun darauf an, für die Hilfsfeldanordnung die günstigste Schaltweise zu finden, so daß die damit erhaltenen Geschwindigkeitsverteilungskurven die tatsächlichen Verhält-

nisse der Sekundärstrahlung möglichst einwandfrei wiedergeben. Um hierüber Klarheit zu gewinnen, wurden Vergleichsmessungen mit vier verschiedenen Schaltungen angestellt. Deren Ergebnis ist in Fig. 2 graphisch dargestellt und soll im folgenden erläutert werden.

a) Es wurden sowohl das Netz als auch die Röhrenwand auf die Meßspannung $-V_g$ gebracht. Dann bestand zwischen

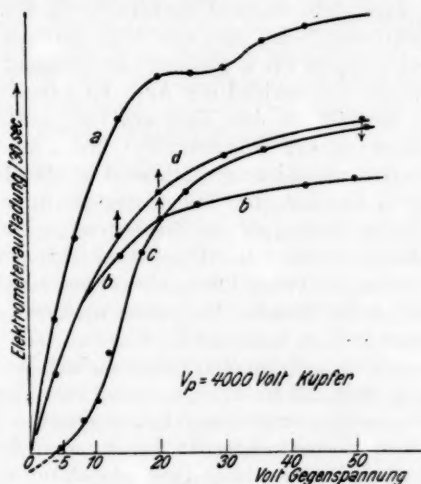


Fig. 2

Netz und Wand kein Hilfsfeld. Mit dieser Schaltung wurde die Kurve *a* aufgenommen.

b) Das Netz erhielt wieder die Spannung $-V_g$, die Wand blieb durchweg geerdet. Dann befand sich zwischen Netz und Wand ein Hilfsfeld, das dem Meßfeld stets gleich und entgegen gerichtet war. Auf diese Weise ergab sich die Kurve *b*.

c) Am Netz lag wieder $-V_g$, an der Wand die Spannung $-V_g + 20$. In diesem Falle behielt das Hilfsfeld den konstanten Wert von 10 Volt und war wieder dem Meßfeld entgegengerichtet. So entstand die Vergleichskurve *c*.

d) Es wurde eine Kombination der unter b) und c) aufgeführten Schaltmethoden angewandt. Das Netz befand sich wieder auf $-V_g$. Die Wand blieb für alle V_g unter 10 Volt ge-

erdet; für alle V_g über 10 Volt erhielt sie die Spannung $-V_g + 10$ Volt. Das Hilfsfeld wuchs also von 0 auf 10 Volt an und blieb dann konstant. Diese Schaltweise ergab die Kurve *d*.

Mit der Beseitigung der Wandwirkung bei den vier Schaltungen verhält es sich folgendermaßen:

Die Anfangspunkte aller vier Kurven in Fig. 2 fallen zusammen. Das bedeutet, daß die Wandstrahlung, die die Elektrode trifft, wenn kein Meßfeld vorhanden ist, bei der Kleinheit der Elektrodenfläche nur von sehr geringer Intensität sein kann, so daß ein etwa vorhandenes Hilfsfeld — wie im Falle *c* — keinen Unterschied der Aufladung bewirkt. Sobald dagegen ein Meßfeld an das Netz angelegt wird, zeigt sich sofort die Wirkung der Wandstrahlen und damit auch die Wirksamkeit der verschiedenen Hilfsfelder. Solche bestehen in den Fällen *b*, *c* und *d*. Im Falle *a* dagegen tritt die Wandwirkung auf das deutlichste in Erscheinung. Denn hier ist ja kein Hilfsfeld vorhanden. Die Wandelektronen gelangen daher ungehindert in das Meßfeld, und dieses leitet einen Teil von ihnen zur Meßelektrode. Und zwar wird dieser Bruchteil wachsen, wenn $-V_g$ größer wird. Es wird sich demgemäß eine nach rechts in der Figur ständig wachsende Elektronenmenge zu der vom Meßfeld zurückgehaltenen Ausstrahlung hinzuaddieren und dadurch den Kurvencharakter erheblich entstellen. Hier sei besonders auf die Stufe in der Kurve *a* hingewiesen, die bei Anwendung dieser Schaltung und in noch ausgeprägterer Form, wenn das Netz überhaupt nicht vorhanden war, regelmäßig auftrat und leicht zu falscher Deutung Anlaß geben könnte. Offenbar genügen etwa 20 Volt Meßspannung dazu, die meiste Wandstrahlung der Messung zuzuführen. Die geringe Steigung der Kurve bei größeren V_g rührt dann von Sekundärelektronen und von schnelleren Wandelektronen (aus der Wand rückdiffundierten Primärstrahlen) her.

Die Kurve *a* weicht von den übrigen Kurven der gleichen Figur besonders stark ab. Es ist ja leicht einzusehen, daß, wenn ein Hilfsfeld zwischen Netz und Wand vorhanden ist, dieses gar nicht groß sein muß, um so gut wie alle Wandelektronen vom Meßraum fernzuhalten. Denn erstens ist die Geschwindigkeit der weitaus meisten Sekundärelektronen und also auch der Wandelektronen nur gering, und zudem kommt hier nur deren Normalkomponente in Betracht. Man

kann daher sicher sein, daß bei den Kurven *b*, *c* und *d* die Wandstrahlung allgemein eine nur unbedeutende Rolle spielt. Besonders zu betrachten ist in dieser Hinsicht nur der Anfangsteil der Kurven *b* und *d*, der beiden Kurven gemein ist. Hier ist das Hilfsfeld dem Meßfeld entgegengesetzt gleich, also zunächst recht klein. Dann kann noch ein Teil der Wandelektronen in den Meßraum gelangen; aber da auch das Meßfeld hier sehr klein ist, dürfte wohl auch hier nicht viel mehr Wandwirkung auftreten als beim Anfangspunkt. Sollte trotzdem eine solche in merklichem Maße vorhanden sein, so ist zu beachten, daß sie nicht wie im Falle *a* zur Höhe der gesamten Kurve beiträgt, sondern daß sie bei den Messungen mit größeren V_0 wieder in Wegfall kommt.

13. Darf man also nach dem soeben Gesagten die Wandstrahlung bei den Kurven *b*, *c* und *d* als nahe vollständig beiseitigt betrachten, so müssen die Verschiedenheiten, die diese Kurven unter sich noch aufweisen, auf Störungen anderer Natur zurückgeführt werden. In der Tat ergibt sich deren Ursache in zwangloser Weise bei Betrachtung der Feldverhältnisse in der Röhre bei den verschiedenen Schaltungen. Es muß hier nämlich berücksichtigt werden, daß das benutzte Netz außerordentlich weitmaschig und feindrätig war, damit es selbst nur einen geringen Bruchteil der an einer homogenen Halbkugel hervorgerufenen Wandstrahlung, etwa 2 v. H., liefern konnte. Beachtet man nun noch den Umstand, daß dieses weitmaschige Netz verhältnismäßig sehr nahe an der Röhrenwand lag, so wird es verständlich, daß ein Durchgriff des Hilfsfeldes nach dem Meßraum hinüber stattfinden muß, wenn das Hilfsfeld nicht wesentlich kleiner ist als das Meßfeld. Und zwar wird die Durchgriffswirkung immer eine Schwächung des Meßfeldes herbeiführen. Auf die Geschwindigkeitsverteilungskurven bezogen, bedeutet das eine tiefere Lage der Beobachtungspunkte gegenüber solchen, die ohne Störung gewonnen wurden. Die Durchgriffswirkung tritt z. B. besonders deutlich bei dem Anfangsteil der Kurve *c* in Erscheinung. Hier befand sich, wenn das Netz die Spannung 0 hatte, die Wand auf der Spannung +20 Volt. Die Kurve zeigt nun, daß der Durchgriff des Hilfsfeldes so stark war, daß ein Meßfeld von etwa 5 Volt nötig war, um seine Wirkung aufzuheben und die langsamsten Sekundärelektronen auf der Elektrode

zurückzuhalten. Wenn dann das Meßfeld wächst, während das Hilfsfeld konstant bleibt, so tritt die Störung immer mehr zurück. Anders liegt der Fall bei der Kurve *b*. Hier wird, da das Hilfsfeld dem Meßfeld immer gleich und entgegengerichtet ist, das letztere immer um einen gleichbleibenden Bruchteil geschwächt. Es resultiert so eine Kurve, die ständig und gleichmäßig unter der Kurve der reinen Sekundärstrahlung bleiben muß.

Die an den betrachteten Kurven *a*, *b* und *c* gewonnene Erfahrung zeigt, daß man, um eine möglichst fehlerfreie Darstellung der Geschwindigkeitsverteilung zu erzielen, die Schaltung der Hilfsfeldanordnung so wählen muß, daß einerseits stets ein genügendes Hilfsfeld vorhanden ist, das die Wandstrahlen vom Meßraum fernhält, daß aber andererseits das Hilfsfeld nach Möglichkeit kleiner, niemals jedenfalls größer ist als das Meßfeld. Beide Störungen, Wandwirkung und Durchgriff, beeinflussen die Ordinate des gemessenen Kurvenpunktes in entgegengesetzter Richtung.

14. Unter diesen Umständen schien es am vorteilhaftesten, die Schaltungen *b* und *c* in geeigneter Weise zu kombinieren. Und zwar wurde folgendermaßen verfahren: Für alle $V_g < -10$ Volt wurde Schaltung *b* angewandt. Daher ist die Kurve *d* mit *b* im Anfangsteil identisch. Wie wir oben sahen, ist bei diesem Kurventeil eine Mitwirkung von Wandstrahlung in kleinem Maße wahrscheinlich. Es wird aber zugleich eine Durchgriffswirkung sich in entgegengesetzter Richtung geltend machen. Da bei der verhältnismäßig großen Steilheit der Kurve eine geringe Verschiebung der Ordinate keine bedeutende Änderung der Kurvenform zur Folge hat, so kann man wohl sagen, daß dieser Anfangsteil der Kurven *b* und *d* der reinen Ausstrahlungskurve sehr nahe kommt. Immerhin ist anzunehmen, daß diese ein wenig höher liegt. Von $V_g = -10$ Volt an behielt das Hilfsfeld im Falle *d* den konstanten Wert $+10$ Volt. Wenn jetzt V_g wächst, so tritt die Durchgriffswirkung sehr zurück. Da ferner das Hilfsfeld von 10 Volt die Wandstrahlung nahezu vollständig fernhält, so muß die Kurve *d* auch in ihrem weiteren Verlaufe, und hier in noch besserer Annäherung, als getreues Abbild der reinen Ausstrahlungskurve gelten. Im Intervall der größten benutzten V_g wäre höchstens noch zu beachten, daß ein so großes Meßfeld wohl

auch einige der langsameren Primär-Wandelektronen zur Elektrode zu leiten vermag. Dementsprechend dürfte dann dieser Kurventeil ein wenig zu hoch liegen. Die Richtung, in der die einzelnen Kurventeile zu verschieben wären, um mit der mutmaßlichen unverfälschten Kurve zur Deckung zu gelangen, ist in der Fig. 2 jeweils durch kleine Pfeile angedeutet. Diese Korrekturen der Kurve d werden aber nur von geringem Umfang sein.

Da sich somit als Ergebnis der Untersuchungen mit verschiedenen Schaltweisen des Hilfsfeldes die Schaltung d zur Darstellung der wirklichen Geschwindigkeitsverteilung am vorteilhaftesten erwies, wurde sie bei den sämtlichen im folgenden Abschnitt der Arbeit zu besprechenden Messungen angewandt. Eine zugehörige Schaltskizze findet sich in der Fig. 1.

Die Geschwindigkeitsverteilung der langsamen austretenden Strahlung

15. Mit Hilfe der beschriebenen Versuchsanordnung wurde nun eine große Anzahl von Kurven der Geschwindigkeitsverteilung bei senkrechter Inzidenz aufgenommen. Dabei wurden die Primärgeschwindigkeit V_p und die strahlenden Metalle variiert. Bei der Ausmessung jeder einzelnen Kurve wurde das Gegenfeld jeweils von 2 zu 2 Volt verändert. Der Einfluß eines etwaigen Ganges in der Primärintensität konnte dadurch eliminiert werden, daß von Zeit zu Zeit der 0-Punkt der Kurve (d. i. die Aufladung bei geerdetem Netz) festgestellt und jede zwischenliegende Messung darauf bezogen wurde. Nach größeren Geschwindigkeiten wurden die Kurven so weit verfolgt, bis ihre Steigung konstant erschien.

Ein Beispiel einer so erhaltenen Kurvenserie zeigt Fig. 3. In ihr sind Meßreihen für drei verschiedene Primärgeschwindigkeiten dargestellt. Der Strahler war in diesem Falle eine gewalzte Goldfolie ($d = 0,3 \mu$). Die Ordinate jedes Kurvenpunktes bedeutet die Aufladung der Elektrode in 30 Sek. Und zwar ist oberhalb der Abszissenachse negative, unterhalb positive Aufladung aufgetragen. In der Figur sind die einzelnen Kurven in der Weise auf einen gemeinsamen Maßstab gebracht worden, daß die geradlinigen Kurventeile (etwa von $V_p = 40$ Volt an) zur Deckung kommen. So tritt die Verschiedenheit der Wirkung verschiedener V_p am deutlichsten zutage. Man sieht z. B., daß positive Aufladung der Elek-

trode überhaupt nur bei V_p unter 7000 Volt vorkommt. Bei Al findet die Zeichenumkehr bei 2600 Volt statt. Selbstverständlich besitzen diese Zahlen nur für normale Einstrahlung und für fein polierte Oberflächen Geltung.

Sämtliche Kurven besitzen ihre größte Steilheit im ersten Anstiegsteil. Eine Inflexion, wie sie Hr. Becker am Anfang

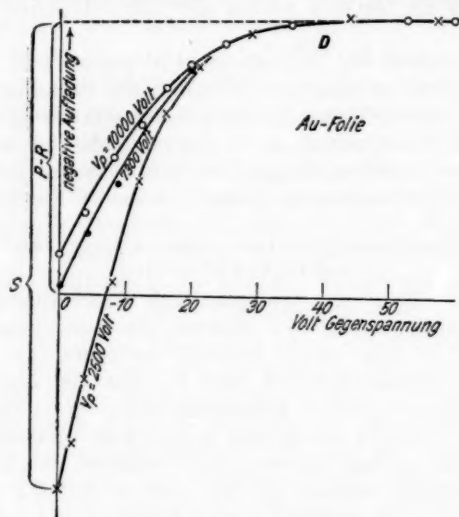


Fig. 3

seiner entsprechenden Kurven beobachtete, ist hier nicht zu erkennen. Man hätte dazu um kleinere Intervalle von V_p vorgehen müssen. Es wäre aber auch dann nach jenen Messungen kein sehr deutliches Hervortreten derselben zu erwarten gewesen, da eine wahrscheinlichste Geschwindigkeit bei zunehmender Primärgeschwindigkeit immer weniger ausgeprägt vorhanden ist.

16. Der lineare Anstieg der Kurven im Gebiet $V_p > 40$ Volt, der sich weit über das in der Figur dargestellte Intervall hinaus fortsetzt, muß als eine Wirkung der Rückdiffusion angesprochen werden. Verlängert man diesen Kurventeil etwa geradlinig bis zum Schnitt mit der Ordinatenachse, so stellt die Ordinate des Schnittpunktes diejenige Aufladung dar, die

die Elektrode erhielt, wenn sie keine Sekundärstrahlung ausenden würde. Sie entspricht also der aufgetroffenen Primärmenge, vermindert um die rückdiffundierte Menge, d. i. der absorbierten Primärmenge.

Weder die Primärmenge noch die rückdiffundierte Menge lassen sich für sich aus den Kurven entnehmen. Dagegen ist das Ordinatenstück vom Anfangspunkt der Kurve bis zu dem Schnittpunkt *D* ohne weiteres als die emittierte Sekundärmenge zu deuten. Die Extrapolation gestattet demnach nunmehr die Geschwindigkeitsverteilung der Sekundärstrahlung rein darzustellen und auf ihre Abhängigkeit von der Primärgeschwindigkeit einerseits und von dem strahlenden Metall andererseits zu prüfen. Dagegen kann mit der in Rede stehenden Versuchsanordnung die Frage nach dem Sekundärstrahlungsvermögen des Strahlers nicht in einwandfreier Weise beantwortet werden, da dies ja die Kenntnis der auslösenden Primärintensität voraussetzen würde.

17. Wichtig ist nun vor allem, die Form der sekundären Geschwindigkeitsverteilung bei verschiedenen V_p sowie bei verschiedenen Strahlern einem sorgfältigen Vergleich zu unterziehen. Zu diesem Zwecke müssen die in Fig. 3 dargestellten Kurven derart umgeformt werden, daß die Sekundärmenge jeweils gleich eins gesetzt wird, wobei zugleich unter Benutzung der oben erwähnten Extrapolation der Einfluß der Rückdiffusion zu eliminieren ist. Hierbei ist zu beachten, daß die verschiedene Höhe der umzuformenden Kurven eine etwas verschiedene Genauigkeit der Reduktion bedingt.

18. In der Fig. 4 sind die in Fig. 3 bereits dargestellten Geschwindigkeitsverteilungen für Gold bei verschiedenen V_p nochmals nach der erläuterten Umformung zur Anschauung gebracht. Die beiden ausgezogenen Kurven entsprechen den Extremwerten von V_p , nämlich 2500 und 10000 Volt. Die Kurve für $V_p = 7300$ Volt ist durch einzelne Punkte angedeutet.

Die Zusammenstellung läßt keinerlei Abhängigkeit der maximalen Sekundärgeschwindigkeit von der Primärgeschwindigkeit in unserem V_p -Gebiet erkennen. Vielmehr beträgt sie in allen Fällen etwa 36 Volt.¹⁾ Einen gewissen, wenn auch

1) Die Geschwindigkeit von 36 Volt, die in den Verteilungskurven als etwa die höchste noch vorkommende Sekundärgeschwindigkeit er-

nicht sehr großen Unterschied zeigt für die verschiedenen V_p , jedoch die *Form* der Geschwindigkeitsverteilungskurve. Hier erhebt sich zunächst die Frage, ob diese Abweichung nicht als eine Folge der im vorhergehenden Abschnitt behandelten Fehlerquellen anzusprechen sind. Aber die Wirksamkeit dieser Fehlerquellen ist der jeweiligen Sekundärmenge proportional, was bei der Durchgriffwirkung unmittelbar einleuchtet, bei der Wandwirkung sich aus dem weiter unten zu besprechenden Zusammenhang von Sekundärstrahlung und Rückdiffusion ergeben wird. Dann vermag hieraus der Unterschied der Kurven in Fig. 4 nicht erklärt zu werden. Man muß vielmehr an-

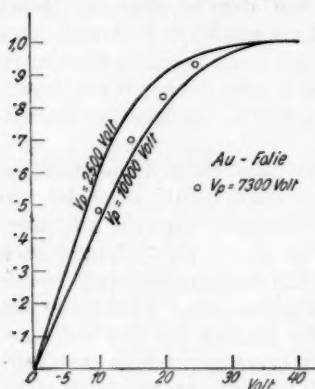


Fig. 4

nehmen, daß es sich um eine reelle Erscheinung der Geschwindigkeitsverteilung handelt. Und zwar kann dies auf zweierlei Arten gedeutet werden: Entweder liegt eine geringe Beeinflussung der sekundären Geschwindigkeitsverteilung vor, derart, daß bei größeren V_p auch größere Sekundärgeschwindigkeiten bevorzugt werden, wobei die maximale Geschwindigkeit jedoch dieselbe bleibt, oder aber, es ist die Ursache der Kurvenabweichungen darin zu suchen, daß bei verschiedenen V_p eine verschiedene Anhäufung langsamster Rückkehrlektronen im Gebiet der Sekundärgeschwindigkeiten stattfindet. Eine solche würde durch die oben vollzogene Extrapolation nicht von vornherein erfaßbar sein. Die bisher gewonnene Kenntnis reicht nicht aus, zwischen diesen beiden Möglichkeiten endgültig zu entscheiden. Immerhin verleiht der Umstand, daß die maximale Sekundärgeschwindigkeit sich nicht mit der Geschwindigkeitsverteilung ändert, der zuletzt erwähnten Möglichkeit eine größere Wahrscheinlichkeit.

sichtlich wird, entspricht übrigens gerade dem anderweitig ermittelten Durchschnittswert des Energieverbrauches bei der Auslösung eines Sekundärelektrons. Vgl. darüber P. Lenard, Ann. d. Phys. 80. S. 23. 1926, sowie Lenard-Becker, Handbuch d. Exp.-Phys. 14. S. 259. 1927.

19. Endlich zeigt Fig. 5 eine in analoger Weise hergestellte Vergleichsdarstellung für verschiedene Strahler bei festgehaltenem V_p (10000 Volt). Auch hier zeigt sich im wesentlichen das entsprechende Bild. Die Maximalgeschwindigkeit erweist sich als vom Strahler ebenfalls unabhängig. Dagegen treten wieder Unterschiede in der Geschwindigkeits-

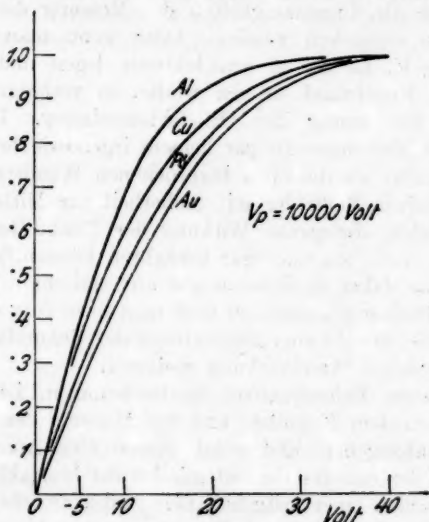


Fig. 5

verteilung auf. Und zwar in der Weise, daß in der Reihenfolge Al, Cu, Pb, Au die größeren Geschwindigkeiten mehr bevorzugt erscheinen. Wir werden in einem späteren Teil der Arbeit zeigen können, daß diese Abhängigkeit der Geschwindigkeitsverteilung vom Strahler sich auf die zuerst behandelte von der Primärgeschwindigkeit zurückführen läßt. (39.)

**C. Messungen der Geschwindigkeitsverteilung
des schnelleren Anteils der austretenden Strahlung
in der Normalrichtung**

20. Während die Versuchsanordnung mit dem Kugelfeld zur Messung sekundärer Geschwindigkeitsverteilungen als besonders günstig erschien, eignet sie sich weniger zu solchen Beobachtungen, die sich im besonderen auf die Verhältnisse

der Rückdiffusion beziehen. Man müßte nämlich, um hier die Geschwindigkeitsverteilung der Rückdiffusion zu finden, die Kurven der Fig. 3 in so vergrößertem Maßstabe aufnehmen, daß man die Steigung in ihrem hinteren Teile und noch über das dort dargestellte Intervall weit hinaus fein verfolgen könnte. Dann würden aber die Ausschläge so groß werden, daß die Ungenauigkeiten der Messung das Ergebnis vollkommen verdecken würden. Oder wenn man die Meßspannung $+V_0$ an die Zentralelektrode legen und die Aufladung der Kugelfwand messen wollte, so verlangte die Isolation die Entfernung der Hilfsfeldanordnung. Dann aber könnten die Messungen zu gar keinem irgendwie brauchbaren Resultat führen, da die oben besprochenen Wandstrahlen, die durch die hohen Meßfelder mit Sicherheit zur Mittelelektrode geleitet werden, die ganze Wirkung der Rückdiffusion stark vermindern, aufheben oder gar umkehren können.¹⁾

Will man daher zu sicheren und unverfälschten Messungen der Rückdiffusion gelangen, so muß man dazu eine Anordnung benutzen, die sowohl eine Fernhaltung der Sekundärstrahlung als auch jeglicher Wandwirkung gestattet.

Um diesen Erfordernissen nachzukommen, ist man gezwungen, von dem Kugelfeld und der Messung der allseitigen Strahlung abzugehen und statt dessen eine Anordnung zu wählen, bei der von der Gesamtemission der bestrahlten Fläche nur die Strahlen einer festgehaltenen Emissionsrichtung durch ein Blendensystem aus dem Erzeugungsraum herausgelangen und nach Passieren eines variablen Gegenfeldes in einem Faradaykäfig aufgefangen und gemessen werden.

Mit einer Versuchsanordnung, die auf diesem Prinzip beruht, hat Hr. Becker²⁾ bereits teilweise analoge Messungen mit langsamen Primärstrahlen ausgeführt. Eine ähnliche Anordnung wird nun auch bei den im folgenden Teil dieser Arbeit zu besprechenden Versuchen zur Anwendung gebracht.

21. Versuchsanordnung II. — Die benutzte Versuchsröhre zeigt in den Hauptteilen Fig. 6. Das Metallblech, in

1) Mit einer derartigen Anordnung arbeiten M. Baltruschat u. H. Starke. Die Verfasser finden bei V_0 von 2200—6800 Volt keinerlei Rückdiffusion, konstatieren dagegen in einigen Fällen positiven „Netzstrom“, d. h. die Wandwirkung (Fehlerquelle) überwiegt die Wirkung der Rückdiffusion. Phys. Ztschr. 23. S. 414f. 1922.

2) A. Becker, Ann. d. Phys. 78. S. 253. 1925.

dem die Rückdiffusion untersucht werden sollte, wurde in die Messingkapsel *K* eingesetzt. Die von dem Glühkopf *G* gelieferten Primärstrahlen, die ihre Geschwindigkeit in dem Feld zwischen dem Glühdraht und der gegenüberliegenden Blende erhalten, treffen nach Passieren des Blendensystems *B*₁ unter einem Winkel von 50° gegen die Flächennormale auf die Mitte des Metallbleches auf. Als Emissionsrichtung der zu untersuchenden Rückdiffusion wird die Normalenrichtung

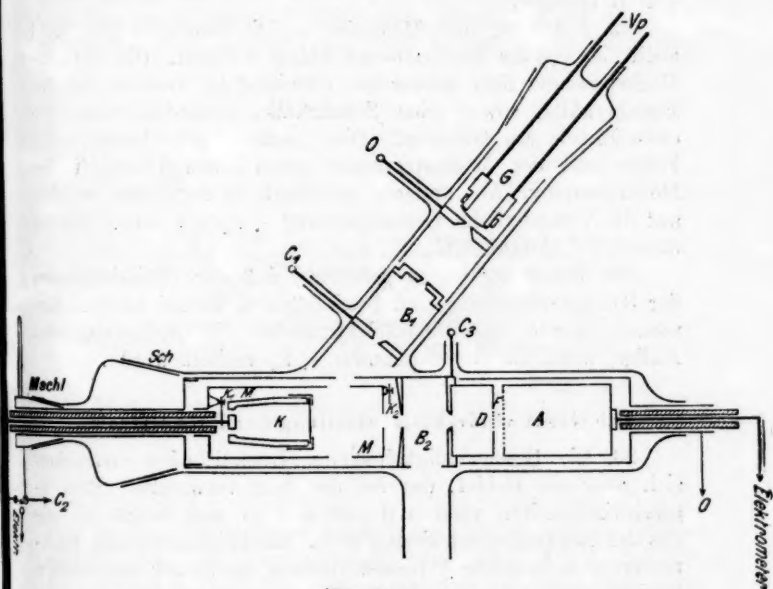


Fig. 6

selbst gewählt. Die Elektronen treten durch die Blenden *B*₂ (Durchmesser 5 mm) über das entgegengerichtete, durch zwei feindrähtige Platinnetze begrenzte Meßfeld *F* in den Käfig *A* ein, der mit dem Binantelektrometer verbunden ist. Das Platinnetz über der Öffnung des Käfigs ist einfach, das über der gegenüberliegenden Blende ist doppelt gelegt. Beide Grenzflächen des Meßfeldes sind, um Nebenwirkungen möglichst zu vermeiden, mit einer dünnen Rußschicht überzogen. Die zur Aufnahme des zu untersuchenden Metallbleches be-

stimmte Kapsel K ist von einer mit passenden Öffnungen versehenen Messinghülle M umgeben, die einem weiter unten zu besprechenden Zweck dient. Zur Auswechslung des Strahlers kann der ganze linke Teil des Apparates mittels eines genügend weiten Schliffes Sch aus der Röhre herausgenommen werden. Durch genaues Zentrieren wurde erreicht, daß der Strahler beim Wiedereinsetzen jedesmal an die gleiche Stelle kam.

Über die Vakuumverhältnisse gilt unverändert das im Teil B Gesagte.

22. *Schaltung und Meßweise.* — Die Hochspannung wird auch hier von der beschriebenen Anlage geliefert. Die negative Hochspannung liegt wieder am Glühkopf G . Geerdet ist der Faradaykäfig, sowie seine Schutzhülle, außerdem noch die erste Blende am Glühkopf. Dies geschieht zum Schutze der Röhre und der Meßinstrumente gegen einen Übergriff der Hochspannung. Alle anderen Metallteile in der Röhre werden auf die veränderliche Gegenspannung $+V_0$ gebracht. Hierzu dienen die Kontakte C_1, C_2, C_3 .

Die Schaltung ist so getroffen, daß der Emissionsraum der Sekundärstrahlung und Rückdiffusion feldfrei bleibt. Gemessen wurde am Binantelektrometer die Aufladung des Käfigs, wenn die Gegenspannung $+V_0$ variiert wurde.

Die Geschwindigkeitsverteilung der Rückdiffusion

23. Die Geschwindigkeiten der Rückdiffusion erstrecken sich über ein Gebiet, das bei den hier verwandten Primär- geschwindigkeiten rund 100—300 mal so ausgedehnt ist als das der Sekundärgeschwindigkeiten. Rückdiffundierende Elektronen sind ja solche Primärelektronen, die in der bestrahlten Schicht nicht echt absorbiert wurden, sondern nach Zurück- legung verschieden langer Wege im Innern des Metalles wieder dessen Oberfläche verlassen. Es kommen daher Austritts- geschwindigkeiten von 0 bis V_0 vor, also auch solche, wie sie die Sekundärelektronen besitzen. Da beide Strahlenarten in diesem Intervall durch Geschwindigkeitsanalyse nicht getrennt werden können, so muß zur Vervollständigung der Rück- diffusionskurve wieder das Verfahren der Extrapolation zu Hilfe genommen werden.

24. *Geschwindigkeitsverteilungsmessungen.* Zu diesem Zwecke wurden mit der oben beschriebenen Anordnung nochmals die

die Integralkurven der Geschwindigkeitsverteilung für Gold bei verschiedenen V_p aufgenommen. Sie sind in Fig. 7 zur Darstellung gebracht. Die verzögernden Spannungen $+V_o$ sind als Abszissenwerte nach rechts, die zugehörigen Beträge der negativen Aufladung des Käfigs nach oben aufgetragen. Die Gegenspannungen wurden zwischen 0 und +70 Volt variiert. Der linke Teil der Figur zeigt also wieder die Geschwindigkeitsverteilung in ähnlicher Weise wie die Kurven der Fig. 3. Aber infolge unvermeidlicher Fehler, die durch die Feldanordnung zwischen zwei Netzen bedingt sind, erscheinen die hier erzielten Kurven zum Studium der sekundären Geschwindigkeits-

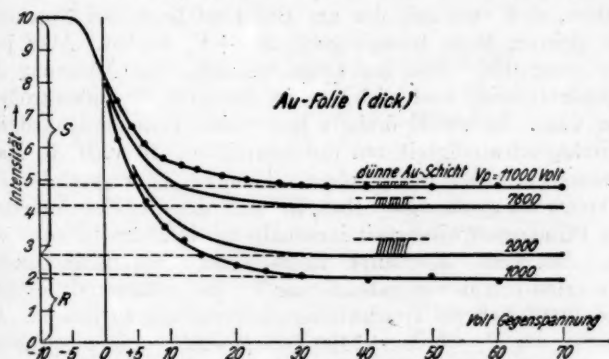


Fig. 7

verteilung weit weniger geeignet als die früher besprochenen. Wir wenden uns vielmehr sogleich der Betrachtung der Rückdiffusion zu. Es zeigt sich hier beim ersten Blick, daß die Extrapolation nach der Ordinatenachse hin sich mit sehr großer Sicherheit vollziehen läßt, wofür man nur annimmt, daß im Gebiet der Sekundärstrahlung keine besondere Häufung von rückkehrenden Elektronen stattfindet. Die Frage, ob dies zu Recht geschieht, muß freilich dabei offen bleiben. Die weiter oben mitgeteilten geringen Abweichungen der Sekundärstrahlungskurven können ja, wie wir sahen, gerade durch die Annahme einer derartigen Häufung langsamster Rückkehrer Elektronen gedeutet werden.

Das in der Fig. 7 dargestellte V_o -Intervall ist viel zu klein, als daß man etwas über die Geschwindigkeitsverteilung der

Rückdiffusion als Ganzes daraus entnehmen könnte. Soll dieses Ziel angestrebt werden, so müssen die Kurven nach größeren Geschwindigkeiten hin fortgesetzt werden, wobei natürlich der Abszissenmaßstab bedeutend zu verkleinern ist.

25. Zu diesem Zweck wurden besondere Meßreihen durchgeführt, bei denen die Gegenspannung $+V_g$ von 100 zu 100 Volt geändert wurde. Da sich jedoch bei der benutzten Versuchsanordnung das Gegenfeld zu dem die Primärelektronen beschleunigenden Feld hinzuaddiert, so ist für die Höhe der anzuwendenden Gegenfelder eine obere Grenze gesetzt. Man könnte zwar die Primärgeschwindigkeit dadurch aufrecht erhalten, daß man mit der am Glühkopf liegenden Spannung im gleichen Maße heruntergeht, als $+V_g$ wächst. Aber jede Änderung des Feldes am Glühkopf zieht eine Änderung der Primärintensität nach sich, die in diesem Falle unkontrollierbar wäre. Es wurde deshalb lieber eine Veränderlichkeit der Primärgeschwindigkeit um durchschnittlich 10 v. H. in Kauf genommen. Dies durfte ohne erhebliche Fälschung der Ergebnisse um so eher geschehen, als sich ohnedies eine Änderung der Primärgeschwindigkeit innerhalb des in Betracht kommenden Intervalls überhaupt nicht stark bemerkbar macht. Immerhin erschien es ratsam, nur für die größeren $V_p = 8000$ und 12000 Volt die Geschwindigkeitsverteilung zu messen. Als Grenze der V_g wurde $+1100$ Volt gewählt. Diese Spannung wurde von einer Batterie von Spannungsakkumulatoren geliefert. Andere Spannungsquellen kamen nicht in Frage, da die geringsten Schwankungen sich auf das Elektrometer durch Influenz übertragen.

26. Das Ergebnis dieser Messungen ist in Fig. 8 dargestellt. Als Strahler sind hier Gold und Kupfer gewählt. Die ebenfalls dort eingezeichneten Geraden verdeutlichen den Sachverhalt. Wäre nämlich die Geschwindigkeitsverteilung der Rückdiffusion zwischen 0 und V_p eine streng lineare, so müßten sich die gemessenen Kurven mit jenen Geraden decken. Besitzen die (aus geringen Schichttiefen rückkehrenden) relativ schnelleren Elektronen eine größere Häufigkeit als die langsameren, so muß die Kurve in dem dargestellten Gebiet über der zugehörigen Geraden verlaufen. Sind dagegen die (aus größeren Schichttiefen rückkehrenden) relativ langsameren Elektronen häufiger, so muß die Kurve im untersuchten An-

fangsteil steiler abfallen als die betreffende Gerade. Wie man sieht, ist das letztere in ausgeprägtem Maße der Fall.

27. Hinsichtlich der größeren Häufigkeit langsamster Elektronen ist die Geschwindigkeitsverteilung der Rückdiffusion derjenigen der Sekundärstrahlung nicht unähnlich. Man könnte sogar den Gedanken in Erwägung ziehen, ob es sich nicht bei den häufiger vorkommenden Elektronen der Geschwindigkeiten von 50–1000 Volt um Sekundärelektronen handeln könnte. Zeichnet man aber die früher gefundene Sekundär-

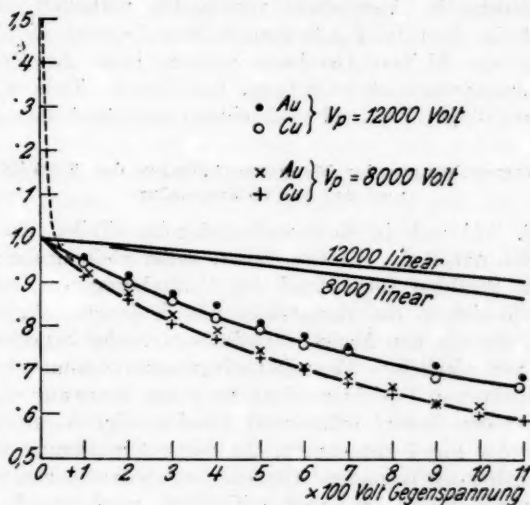


Fig. 8

strahlungskurve (Fig. 7) im richtigen Maßstabe in Fig. 8 ein (gestrichelt), so gewinnt man den deutlichen Eindruck, daß es zwei verschiedene Vorgänge sind, die sich im Kurvenbild überlagern.

Von Interesse wäre es noch gewesen, die Geschwindigkeitsverteilung der Rückdiffusion von dem Ende der schnellsten Elektronen her messend zu verfolgen. Ein solches Vorhaben ließe sich in der Weise durchführen, daß man das gesamte Blendensystem auf die Hochspannung $+V_p$ bringt, während der Käfig geerdet bleibt. Die Primärgeschwindigkeit wird in kleinen Grenzen dadurch variiert, daß man an den zunächst

geerdeten Glühkopf kleine negative Spannungen anlegt. Diese bestimmen dann die zu variierende Differenz zwischen Primärfeld und Gegenfeld. Auf die Ausführung derartiger Messungen mußte verzichtet werden, da eine völlig konstante Hochspannungsquelle hierzu benötigt würde. Die kleinsten Schwankungen rufen im Käfig Influenzerscheinungen hervor und vereiteln jede Messung.

Schließlich wäre noch darauf hinzuweisen, daß auch hinsichtlich der Geschwindigkeitsverteilung der Rückdiffusion sich verschiedene Strahler etwas verschieden verhalten. So erscheint in dem in Fig. 8 dargestellten Beispiel die Bevorzugung der kleinen Geschwindigkeiten beim Kupfer noch etwas ausgeprägter als beim Gold. Im folgenden Teil der Arbeit wird auf diesen Umstand noch einmal zurückzukommen sein.

D. Untersuchungen der Mengenverhältnisse der Rückdiffusion und der Sekundärstrahlung

28. Während in den vorhergehenden Teilen der vorliegenden Arbeit nur die Geschwindigkeitsverteilung der untersuchten Strahlen Gegenstand der Betrachtung war, soll das Folgende sich in der Hauptsache mit denjenigen Fragen befassen, die mit den Mengenverhältnissen beider Strahlenarten unter veränderlichen Versuchsbedingungen zusammenhängen. Eine Reihe von Gesichtspunkten zu deren Beantwortung läßt sich aus den bereits erläuterten Geschwindigkeitsverteilungskurven der Fig. 7 entnehmen. Zu deren Erweiterung wurden aber auch noch besondere Versuche mit teilweise veränderter Anordnung ausgeführt, und schließlich wurde noch unternommen, die hieraus gezogenen Schlüsse an Vergleichsmessungen an dünnen Metallschichten zu prüfen.

Das „Gesamtstrahlungsvermögen“

29. Unter dem Gesamtstrahlungsvermögen eines Strahlers bei einem bestimmten V_p verstehen wir das Verhältnis seiner gesamten Ausstrahlung zu der auslösenden Primärstrahlung.

$$G = \frac{R + S}{P}.$$

Hierin bedeutet R die Intensität der rückkehrenden Elektronen, S die der Sekundärelektronen und P die Intensität der Primärstrahlung. Was die hier zu besprechenden Mes-

sungen der Absolutwerte von G angeht, so möge vor Augen gehalten werden, daß sie sämtlich bei einem Einfall der Primärstrahlen unter 50° gegen die Flächennormale des bestrahlten Metallbleches zu verstehen sind.

30. *Die Versuchsanordnung zur G -Bestimmung.* — Zur Messung des Gesamtstrahlungsvermögens diene eine besondere Versuchsanordnung, die in die in Fig. 6 dargestellte Röhre eingebaut war, so daß man an ein und derselben Schicht, ohne sie herausnehmen und das Vakuum erneuern zu müssen, die Geschwindigkeitsverteilung und die Größe G ermitteln konnte. Der zur Erfüllung der letztgenannten Aufgabe geeignete Teil des Apparates befindet sich in der linken Hälfte der Röhre. Gemessen wird die Aufladung der bestrahlten Schicht, die mit dem Elektrometer verbunden werden kann. Zu diesem Zweck ist der Stiel, der die Schicht trägt, mittels eines Flintglasrohres isoliert aus der Röhre herausgeführt. Außen auf dem Flintglasrohr sitzt eine Messinghülle M auf, die in der Mitte des Deckels ein Loch enthält, das den zur Geschwindigkeitsmessung bestimmten Elektronen den Weg zum Blenden-system B_2 freigibt. Außerdem sind noch, wie in Fig. 6 ersichtlich, an zwei passend gelegenen Stellen der zylindrischen Seitenwand Löcher angebracht, durch die die Primärstrahlen auf die Schicht gelangen können. Alle drei Öffnungen zusammen betragen nur einen kleinen Teil des Raumwinkels über dem bestrahlten Flächenelement. Diese Messinghülle kann mit Hilfe zweier Schwerekontakte K_1 und K_2 entweder mit der äußeren Metallwand oder mit der Meßelektrode leitend verbunden werden. Und zwar bewirkt ein Drehen des dünnen und daher leicht drehbaren Metallschliffes $Mschl$ um 180° eine Umschaltung.

31. *Meßweise zur G -Bestimmung.* — Jede Bestimmung eines Wertes von G erfordert zwei einzelne Beobachtungen, nämlich eine der Größe $R + S$ und eine der Größe P . Die beiden Messungen gehen folgendermaßen vor sich:

1. Messinghülle M und Schicht sind mit dem Elektrometer verbunden. Da das Ganze jetzt einen Faradaykäfig vorstellt, wird die gesamte eingestrahlte Elektronenmenge darin festgehalten. Auch die Sekundärstrahlung kann nicht herausgelangen. Die Elektrometeraufladung in einer festgehaltenen Zeit ist immer negativ und entspricht der

eingestrahlichten Primärmenge, die wir mit P bezeichnet haben.

2. Drehung von M schl um 180° . Jetzt ist M mit der Außenwand verbunden und kann somit auf dem Wege über den Kontakt C_3 auf irgendeine Spannung gebracht werden. Und zwar wird die Spannung $+50$ Volt gewählt. Mit dieser Schaltung wird wieder die Aufladung der bestrahlten Schicht gemessen, die in diesem Falle positiv oder negativ sein kann.

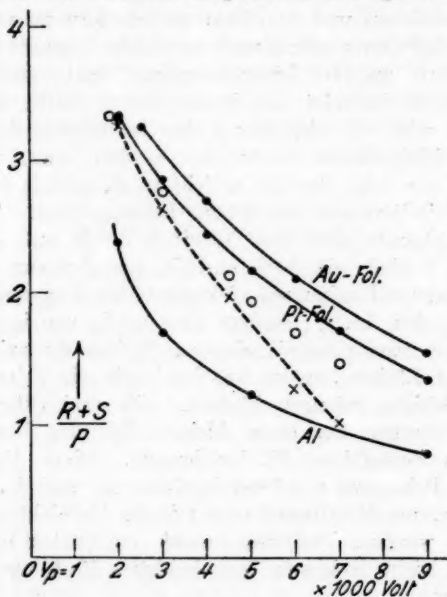


Fig. 9

Diese Aufladung rührt wieder von P her, wovon sich aber diesmal die zugehörige Sekundärmenge S und die rückkehrende Menge R subtrahieren. Das an die Hülle gelegte positive Potential verhindert die Wandstrahlung. Der (negative) Ausschlag des Elektrometers mißt also die Größe $P - (R + S)$. Da nun P aus der Messung 1. bekannt ist, berechnet man daraus leicht $R + S$. Dieser Wert ins Verhältnis zu P gesetzt, ergibt endlich das Gesamtstrahlungsvermögen G .

32. Die Ergebnisse der G -Bestimmungen. — Nach der angegebenen Methode wurden für verschiedene Metalle Meß-

reihen hergestellt, die das Gesamtstrahlungsvermögen als Funktion der Primärgeschwindigkeit darstellen. In Fig. 9 sind die Ergebnisse für Al, Au und Pt eingezeichnet. Die Kurven zeigen in einwandfreier Weise das wesentlich größere Gesamtstrahlungsvermögen des Goldes gegenüber dem des Aluminiums. Das Verhältnis G_{Au}/G_{Al} beträgt für alle untersuchten V_p rund 2. Außerdem lassen die Kurven den Abfall von G mit wachsender Primärgeschwindigkeit deutlich erkennen. Dies entspricht der bekannten Tatsache des Vorhandenseins einer optimal wirksamen Primärgeschwindigkeit bei etwa 500 Volt. Da diese Geschwindigkeit links außerhalb des hier untersuchten Gebietes liegt, muß die G -Kurve in dieser Richtung ansteigen. Nach rechts hin wird der Abfall immer flacher.

Das Verhältnis S/R

33. Im vorigen wurden die Sekundärstrahlung und die Rückdiffusion unter dem Begriff der Gesamtstrahlung zusammengefaßt. Dabei blieb es unbeachtet, in welchem Verhältnis beide Komponenten gemischt sind, und in welchem Maße jede von ihnen bei einer Änderung der Gesamtstrahlung beteiligt ist. Da aber beide Arten von Elektronenemission ihrer Ursache und ihren Eigenschaften nach (Geschwindigkeitsverteilung!) verschieden und daher grundsätzlich auseinanderzuhalten sind, so müssen sie auch hinsichtlich der Mengenverhältnisse getrennt werden.

Diesem Zweck vermag die weiter oben besprochene Extrapolation in Fig. 7 zu dienen. Denn durch sie wird die Menge der Gesamtstrahlung, dargestellt durch die Ordinate 1, in zwei Abschnitte zerlegt, deren oberer die Sekundärmenge S , und deren unterer die rückkehrende Menge R bedeutet. Diese Darstellung läßt auf den ersten Blick die Rückdiffusion als wesentlichen Bestandteil der Gesamtstrahlung bei sämtlichen hier untersuchten V_p erkennen. Bereits bei $V_p = 1000$ Volt beträgt sie in der Normalenrichtung 17 v. H. der Gesamtstrahlung, ist also keinesfalls zu vernachlässigen. Bei $V_p = 8000$ Volt ist ihr Anteil bereits auf 30 v. H. gewachsen, um endlich bei der höchsten hier benutzten Primärgeschwindigkeit von 12000 Volt bis auf 50 v. H. anzusteigen. Die angegebenen Zahlenwerte gelten im Mittel für die untersuchten Metalle Gold, Platin, Kupfer und Aluminium. Die Extrem-

werte für Gold und Aluminium sind aus der Fig. 10 zu entnehmen. Die Punkte der dort wiedergegebenen Kurven bedeuten das aus Geschwindigkeitsverteilungen (analog Fig. 7) in besprochener Weise berechnete Verhältnis S/R , wie es aus den Messungen mit verschiedenen V_p resultiert. Die Kurven als Ganzes betrachtet, zeigen seinen Gang mit veränderter Primärgeschwindigkeit.

Der Zusammenhang zwischen rückkehrender und sekundärer Menge

34. Zu wertvollen Schlüssen über das Zustandekommen der Sekundärstrahlung können wir nunmehr gelangen, wenn wir versuchen, das soeben besprochene Ergebnis zu dem vorher behandelten über die Gesamtstrahlung in Beziehung zu setzen.

Betrachten wir die S/R -Kurven für Gold und Aluminium, so fällt es auf, daß die beiden Kurven nur wenig voneinander entfernt sind, obwohl zwei Vergleichsmetalle gewählt wurden, die, wie wir bisher bemerkten, sich stets extrem verhielten. Das galt im besonderen von ihren G -Kurven. Also selbst bei diesen Metallen erweist sich das Verhältnis S/R bei einem festgehaltenen V_p als eine vom Strahler nahezu unabhängige Konstante. Diese überraschende Erscheinung kann wohl nur so gedeutet werden, daß in unserem V_p -Gebiet Rückdiffusion und Sekundärstrahlung in einem ursächlichen Zusammenhang stehen. Und dieser Schluß zieht den weiteren nach sich:

„Innerhalb des untersuchten Primärgeschwindigkeitsintervalles ($V_p = 2000-11000$ Volt) sind an der Auslösung der Eintrittssekundärstrahlung in der Hauptsache nur aus dem Innern des Strahlers rückkehrende Primärelektronen beteiligt.“

Daß daneben die auffallenden Primärelektronen ebenfalls eine, wenn auch viel weniger intensive Sekundärstrahlung hervorrufen, zeigt die immerhin vorhandene Abweichung der S/R -Kurven in Fig. 10 für verschiedene Strahler. Diese läßt sich auch der Richtung nach aus den entwickelten Anschauungen heraus verstehen. Bezeichnen wir nämlich die Sekundärstrahlung der auffallenden Primärelektronen mit S_p , die der Rückkehrelektronen mit S_r , so daß $S = S_p + S_r$ gilt, dann ist statt S/R der Ausdruck $\frac{S_p + S_r}{R}$ zu setzen. Nehmen wir jetzt den Bruch S_r/R bei festgehaltenem V_p als streng konstant an, so muß der gemessene Quotient $\frac{S_p + S_r}{R}$ desto

größer ausfallen, je mehr der Summand S_p im Zähler ins Gewicht fällt. Das wird aber um so mehr der Fall sein, je weniger Rückdiffusion im Vergleich zur Primärmenge vorhanden ist, je kleiner also $\frac{S+R}{P}$. Tatsächlich liegt in Fig. 10 die Kurve des Aluminiums über der des Goldes.

35. Der oben gezogene Schluß über die Rückdiffusion als Ursache der *Eintrittssekundärstrahlung* erfährt außerdem eine Bestätigung, wenn man unsere Ergebnisse mit denjenigen

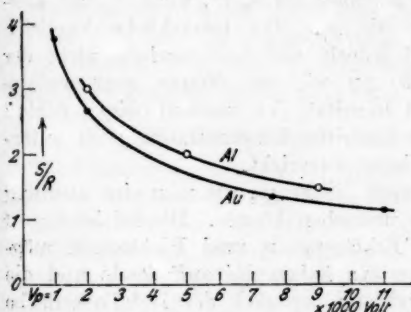


Fig. 10

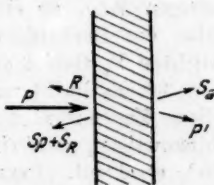


Fig. 11

vergleicht, die anlässlich ähnlicher Untersuchungen über die Geschwindigkeitsverteilung der *Austrittssekundärstrahlung* an dünnen durchstrahlten Metallschichten gefunden wurden. Solche Messungen sind von Hrn. Becker¹⁾ ausgeführt worden.

Die dort erhaltenen Kurven entsprechen durchaus den hier in der Fig. 7 dargestellten. Auch dort kann man einen Ausdruck bilden, der unserem S/R entspricht, und den wir S_a/P' nennen wollen. S_a bedeutet hierin die Austrittssekundärstrahlung, P' die die Schicht an der Rückseite verlassende Primärstrahlung mit einer Geschwindigkeitsverteilung zwischen 0 und $V_p - X$, wobei X den kleinsten vorkommenden Geschwindigkeitsverlust bedeutet. Wie man sich durch einen Blick auf die obenstehende Übersichtsskizze (Fig. 11) überzeugt, kann die Auslösung von S_a nur durch P' erfolgen. Da nun die Strahlung P' nach Geschwindigkeitsverteilung und Richtung gegen die Oberfläche etwa der Rückdiffusion R an der

1) A. Becker, Ann. d. Phys. 84. S. 790. 1927.

Eintrittsseite entspricht, so darf man erwarten, daß die Beziehung gilt:

$$\frac{S_a}{P'} = \frac{S_r}{R}$$

Jedenfalls trifft diese Gleichung so genau zu, als es die vorhandenen Verschiedenheiten in der Geschwindigkeitsverteilung von P' und R zulassen. Da wir bei unseren Untersuchungen nun stets die Größe $\frac{S_p + S_r}{R}$ gemessen haben, so müßte diese wesentlich größer ausfallen als S_a/P' , wenn S_p von ähnlicher Bedeutung wäre wie S_r . Der tatsächliche Vergleich der Meßergebnisse zeigt jedoch, daß dies durchaus nicht der Fall ist.¹⁾ Somit gelangen wir auf diesem ganz andersartigen Wege zu einem Resultat, das unserem obigen Schluß über die Herkunft der Eintrittsekundärstrahlung im untersuchten V_p -Gebiet durchaus entspricht.

36. Es bleibt nun noch die Frage, wie man eine Deutung dieses Zusammenhanges versuchen könnte. Hierbei ist darauf hinzuweisen, daß eine Erklärung in zwei Richtungen möglich erscheint. Denn erstens haben die auffallende und die rückkehrende Primärstrahlung bezüglich der Metalloberfläche entgegengesetzte Richtung, zweitens haben sie eine sehr verschiedene Geschwindigkeitsverteilung.

Was den zuerst genannten Unterschied angeht, so hat man wohl bei anderen Elektronenbefreiungsvorgängen Andeutungen dafür gefunden, daß eine Bevorzugung der Primärstrahlung stattfindet.²⁾ Es liegen jedoch hierüber keine genügend exakten Messungen vor, die darüber Aufschluß geben könnten, ob dies bei der Sekundärstrahlungserzeugung der Fall ist.

Bestimmteres läßt sich über den Einfluß des zweiten Unterschiedes zwischen Einstrahlung und Rückdiffusion aussagen. Denn es besteht kein Zweifel darüber, daß die Geschwindigkeit der auslösenden Strahlen auf die Sekundärmenge von größtem Einfluß ist. Man weiß ja, daß mit wachsendem V_p die Sekundärmenge zunächst schnell zunimmt, um bei $V_p = 500$ Volt etwa ein Maximum zu erreichen und

1) Bei größeren V_p zeigt sich eine starke Bevorzugung der Austrittsekundärstrahlung gegenüber der Eintrittsekundärstrahlung. Vgl. P. Lenard, Quantitatives über Kathodenstrahlen. S. 153.

2) P. Lenard u. A. Becker, Kathodenstrahlen. S. 274.

bei weiterem Wachsen von V_p wieder langsam abzusinken. Dieses Verhalten kann man nun so verstehen, daß die Sekundärstrahlungswirkung der auffallenden Primärelektronen nach Überschreitung des Maximums verhältnismäßig schneller abnimmt als die der Rückdiffusion. Denn deren Geschwindigkeitsverteilung wird ja auch bei beliebig wachsendem V_p noch immer das optimal wirksame Geschwindigkeitsgebiet umfassen und wie wir oben sahen, sind die langsamen Rückkehrerlektronen relativ häufiger als die schnellen. Wenn sich dann V_p immer weiter von der Optimalgeschwindigkeit entfernt, so wird der von der Einstrahlung direkt ausgelöste Anteil der Sekundärstrahlung gegenüber dem von den rückkehrenden Elektronen erzeugten Anteil mehr und mehr zurücktreten.

Die Rückdiffusionskonstante p

37. Wenn wir nun nach derjenigen Größe fragen, die im Sinne der vorstehenden Ergebnisse und Betrachtungen wohl am geeignetsten wäre, in unserem V_p -Gebiete die Fähigkeit eines Metalles zur Elektronenemission zu kennzeichnen, so kommen wir zu dem Schluß, daß dies jedenfalls die „Rückdiffusionskonstante“ p ist.¹⁾ Denn da, wie wir oben sahen, die Sekundärmenge in bei allen Strahlern gleichartiger Weise mit der rückkehrenden Menge zusammenhängt, so kann die für die einzelnen Metalle charakteristische Eigenschaft nur darin zu suchen sein, daß sie das Eintreten der Rückdiffusion in verschiedenem Maße begünstigen. Dieses Maß gibt eben die Rückdiffusionskonstante p , die als das Verhältnis R/P gemäß unserer bisherigen Schreibweise definiert ist. Dabei hängt die Materialkonstante natürlich noch außerdem von V_p ab, bzw. muß für ein bestimmtes V_p ausdrücklich erklärt sein.

38. Wir wollen nun versuchen, aus unseren Meßergebnissen die Konstante p zu gewinnen und für Gold und Aluminium bei einigen V_p darzustellen. Dies gelingt uns wiederum durch Kombination der Größen G und S/R . Aus der Gleichung $G = \frac{R}{P} + \frac{S}{P}$ und der weiteren Beziehung, daß S/R dem gemessenen Wert gleich zu setzen ist, ergibt sich nämlich sofort

$$p = \frac{R}{P} = \frac{G}{\frac{S}{R} + 1}.$$

1) P. Lenard, Quantitatives über Kathodenstrahlen. S. 225ff.

Die so errechneten Werte für p sind in hervorragendem Maße geeignet, das relative Verhalten verschiedener Strahler bei verschiedenen Primärgeschwindigkeiten aufzuzeigen. Hinsichtlich der Gültigkeit der Absolutwerte ist jedoch eine Einschränkung zu machen. Wir haben nämlich bei der Rechnung vernachlässigt, daß die G -Messungen bei allseitiger Ausstrahlung, die S/R -Messungen bei normaler Ausstrahlung erhalten wurden. Daher besitzen die absoluten p -Werte nur dann Gültigkeit, wenn das Verhältnis S/R in der Normalenrichtung dem mittleren Wert der gesamten Ausstrahlung entspricht. Nun liegen bei der benutzten Anordnung die geometrischen Verhältnisse so, daß diese Bedingung annähernd erfüllt sein dürfte. Dennoch besteht hier eine Unsicherheit, die sich jedoch auf die Relativwerte von p nicht erstreckt. Deshalb mögen die in den drei ersten Spalten der folgenden Tabelle vereinigten p -Werte in erster Linie als solche betrachtet werden.

Tabelle
Rückdiffusionskonstanten p

$V_p =$	Einstrahlung unter 50°			normal ¹⁾	
	2000	5000	9000	34000 Volt	800000 ²⁾ Volt
Au	0,85	0,80	0,75	0,68	0,56
Al	0,60	0,42	0,32	0,28	0,23

In der vorletzten Kolonne der Tabelle sind solche p -Werte aufgenommen, die bei größerem V_p und normaler Einstrahlung Hr. Becker¹⁾ gelegentlich einer früheren Arbeit gefunden hatte; die letzte Spalte enthält Messungen von H. W. Schmidt²⁾ an sehr schnellen Strahlen. Ein Vergleich aller Ergebnisse läßt erkennen, daß die hier berechneten p für Au und Al mit der früheren Erfahrung gut übereinstimmen. Dem Gold kommt also im Vergleich zum Aluminium ein wesentlich höheres Rückdiffusionsvermögen zu, welcher Unterschied mit wachsendem V_p sich vergrößert. Die p -Werte beider Strahler

1) A. Becker, Ann. d. Phys. 17. S. 381. 1905. Vgl. auch P. Lenard, Quantitatives über Kathodenstrahlen. S. 233.

2) Messungen von H. W. Schmidt, Ann. d. Phys. 23. S. 671. 1907. Die hier angegebenen Werte sind mit den von Hrn. Lenard durchgeführten Korrekturen versehen. Vgl. P. Lenard, Quantitatives über Kathodenstrahlen. S. 229.

nehmen ferner mit wachsendem V_p ab, offenbar deshalb, weil die echte Absorption desto mehr ins Spiel tritt, je länger die Wege der Primärelektronen im Innern des Metalls werden.

Auffallend sind die hohen Werte von p bei kleinen Geschwindigkeiten. Es gibt $p = 0,8$ den Umwegfaktor¹⁾ $B = (1 + p):(1 - p) = 9$, und dies zeigt an, daß die Elektronenbahn im Medium sehr vielfach geknickt sein muß. Es ist möglich, daß bei den langsamen Strahlen viele Übergänge der Diffusion in echte Reflexion vorkommen, wie überhaupt die echte Reflexion bei langsamen Strahlen in den Vordergrund tritt.²⁾

39. *Zur sekundären Geschwindigkeitsverteilung.* — Im Anschluß an die Betrachtungen der letzten Abschnitte soll an dieser Stelle eine Andeutung, die im Teil B dieser Arbeit (19) gemacht wurde, vervollständigt werden. Es handelte sich darum, daß die Geschwindigkeitsverteilung der Sekundärstrahlung sich nicht nur mit V_p , sondern auch mit dem Strahler, und zwar in ganz entsprechender Weise ändert. Nun haben wir gefunden, daß sich die Verteilung der Rückdiffusionsgeschwindigkeiten für Cu von der für Au durch etwas größere Häufigkeit der langsamen Elektronen unterscheidet (Fig. 8). Die Häufigkeit der langsamen Rückkehrlektronen wird aber gleichfalls größer, wenn V_p kleiner wird. Da aber, wie wir jetzt wissen, im Gebiet der hier untersuchten V_p gerade die Rückdiffusion maßgebend ist für die Erzeugung der Sekundärstrahlung, so sind damit die Abhängigkeiten der sekundären Geschwindigkeitsverteilung von V_p einerseits und vom Strahler andererseits auf dieselbe Ursache zurückgeführt.

Messungen an dünnen Schichten

40. Im folgenden soll noch über einige Versuchsreihen berichtet werden, bei denen an Stelle der bisher verwandten, praktisch unendlich dick zu nennenden Metallbleche bzw. Folien besonders hergestellte dünne Folien benutzt wurden. Dies geschah zum Teil in der Absicht, nochmals auf ganz andersartigem Wege eine Prüfung der im vorhergehenden gezogenen Schlüsse vorzunehmen. Außerdem sollte aber auch eine weitere Konstante der Rückdiffusion, die „Rückdiffusions-

1) P. Lenard, Quantitatives über Kathodenstrahlen, S. 45 u. 215.

2) Lenard-Becker, Kathodenstrahlen, S. 386.

dicke“ in den Bereich der Messungen einbezogen werden. Denn derartige Messungen liegen in unserem V_p -Gebiet überhaupt noch nicht vor.

Sämtliche im folgenden verwandten Folien wurden durch Kathodenzerstäubung hergestellt. Als Material dienten Gold und Platin. Die Schichten waren zum Teil auf einer Quarzplatte als Unterlage aufgestäubt, zum Teil wurden sie auch als freie Schichten hergestellt. Hierzu diente ein Verfahren mit Zuhilfenahme von polierten Steinsalzplatten, das von den Herren Lauch u. Ruppert¹⁾ angegeben wurde. Wenn es darauf ankam, die Dicke der Schichten zu messen, so mußten zwei verschiedene Verfahren angewandt werden, je nachdem die Folien durchsichtig waren oder nicht. Im ersten Falle wurde eine optische Methode²⁾ benutzt, im andern Falle geschah die Dickenmessung durch feine Wägung.

S/R-Messungen an dünnen Schichten

41. An Stelle der früher benutzten dicken Goldfolie wurde jetzt eine frei aufgespannte, hellgrün und klar durchsichtige Goldhaut auf die Kapsel *K* (Fig. 6) aufgesetzt und die Geschwindigkeitsverteilungskurve analog den in Fig. 7 wieder gegebenen Kurven aufgenommen. Das Ergebnis war folgendes: Die Kurvenform, also auch die sekundäre Geschwindigkeitsverteilung blieb unverändert gegen die an der dicken Schicht gemachten Messungen. Dagegen zeigte sich eine etwas höhere Lage des horizontalen Astes, und zwar bei allen V_p . In Fig. 7 ist diese Verschiebung durch gestrichelte Kurvenstücke angedeutet. Das bedeutet ein etwas geringeres S/R der dünnen Schicht. Würde man nun die Sekundärstrahlung als hauptsächlich durch die auffallende Primärstrahlung hervorgerufen betrachten, so ließe sich dieses Ergebnis nicht verstehen. Im Gegenteil müßte bei der dünnen Schicht das Fehlen der aus der größten Tiefe kommenden langsamen Rückdiffusion ein Hervortreten der Sekundäremission bewirken. Betrachtet man jedoch die Sekundäremission als vorwiegend durch rückkehrende Elektronen ausgelöst, so muß ja beim Übergang zu dünnen Schichten S/R im wesentlichen ungeändert bleiben.

1) K. Lauch u. W. Ruppert, Phys. Ztschr. 27. S. 452. 1926.

2) H. Goldschmidt u. H. Dember, Ztschr. f. techn. Phys. 7. S. 141. 1926.

Eine kleine Verschiebung nach geringeren Werten ist deshalb zu erwarten, weil gerade die langsamen Rückkehrlektronen die größte Sekundärwirkung besitzen. Und solche kommen in erster Linie in Wegfall. Unsere Vorstellungen über die Ursache der Sekundärstrahlung erfahren also durch den Versuch an dünnen Schichten eine erneute Bestätigung.

Die Rückdiffusionsdicke x_{III}

42. Die Rückdiffusionsdicke x_{III} eines Metalles für eine bestimmte Primärgeschwindigkeit ist bekanntlich die Dicke der Schicht, aus der noch merklich Primärelektronen zurückkehren können.¹⁾ Ihrer Natur nach ist die Größe x_{III} stets unscharf begrenzt und daher experimentell nur bei Angabe eines bestimmten rückdiffundierenden Bruchteiles der vollen Rückdiffusion exakt zu ermitteln.

In der vorliegenden Arbeit wurde der Versuch gemacht, für das auch sonst hier untersuchte Geschwindigkeitsgebiet die Rückdiffusionsdicke einer Zerstäubungsschicht aus Platin zu bestimmen. Die Schichten befanden sich diesmal auf einer Quarzunterlage. Auf diese Weise konnte man die Schichtdicke am feinsten variieren und messen. Das Verhalten der Unterlage hinsichtlich Elektronenemission spielt bei den Messungen keine Rolle. Es muß nur von dem des zu untersuchenden Materiales deutlich verschieden sein. Beobachtet kann sowohl eine Änderung der rückkehrenden Menge, als auch der Geschwindigkeitsverteilung der Rückdiffusion werden, wenn bei abnehmender Schichtdicke dieselbe eine gewisse Grenze erreicht. Diese betrachten wir dann als die Rückdiffusionsdicke.

43. Für die rückkehrende *Menge* ist die Gesamtstrahlung ein gutes Maß, da, wie wir sahen, auch die sekundäre Menge mit der rückkehrenden Menge nahezu proportional abnimmt. Es wurden deshalb in bekannter Weise *G*-Bestimmungen an Platinschichten verschiedener Dicke angestellt. Und zwar zunächst an einer sehr dicken Bestäubungsschicht. Diese Messung lieferte in Übereinstimmung mit der bereits erwähnten an einer dicken gewalzten Pt-Folie die in Fig. 9 eingezeichnete Pt-Kurve. Weiter wurde eine entsprechende Meßreihe an einer hellgrau durchsichtigen Schicht von $15\ \mu\mu$ Dicke ausgeführt.

1) P. Lenard, Quantitatives über Kathodenstrahlen. S. 45 u. 214.

Sie ergab die gestrichelte Kurve in der gleichen Figur. Damit war erwiesen, daß tatsächlich eine Dickenabhängigkeit der Größe G besteht, und damit auch, daß diese sich zur Feststellung der Rückdiffusionsdicke eignet. Nun galt es noch, den Dickenbereich zu ermitteln, in dem sich ein erstes Abweichen der G -Kurve von der normalen Lage erkennen ließ. Eine größere Anzahl von Meßreihen mit verschiedenen dicken Schichten ergab, daß eine Schicht von $120\ \mu\mu$ sich noch wie eine dicke Folie verhielt, eine Schicht von $80\ \mu\mu$ dagegen die in der Fig. 9 eingetragenen Punkte (\circ) lieferte. Zwischen beiden Dicken befindet sich demnach die etwa auf 90 v. H. sich beziehende Rückdiffusionsdicke.

44. Im gleichen Dickenbereich trat auch eine Veränderung der Geschwindigkeitsverteilung der Rückdiffusion ein, indem sich die einfache in Fig. 8 dargestellte Kurvenform in mehrere Stufen aufteilte, eine Erscheinung, die sich mit weiter abnehmender Schichtdicke immer deutlicher ausprägte, und die jedenfalls als eine Wirkung der Quarzunterlage anzusprechen ist.

Die Feinheit der beiden Methoden zur x_{III} -Bestimmung reicht nicht dazu aus, für die verschiedenen hier benutzten V_p verschiedene x_{III} -Werte zu ermitteln. Immerhin zeigen die Kurven in Fig. 9, daß die Abweichungen für eine festgehaltene Schichtdicke mit wachsendem V_p größer werden.

45. Man kann den gefundenen x_{III} -Wert mit demjenigen vergleichen, den Hr. Becker¹⁾ für eine gewalzte Goldfolie bei $V_p = 35000$ Volt und normaler Einstrahlung erhalten hat. Rechnet man diesen mit Hilfe der von Hrn. Lenard²⁾ angegebenen Formel

$$x_{\text{III}} = \frac{\log 10}{\alpha \cdot f},$$

worin α den praktischen Absorptionskoeffizienten und f eine bei Stoffen großer Atomgewichte den Wert 1 annehmende Konstante bedeutet, auf Platin und $V_p = 10000$ Volt um, so erhält man $15\ \mu\mu$ als Rückdiffusionsdicke für 90 v. H. der gesamten Rückdiffusion. Wie wir sehen, ist der hier gewonnene Wert von etwa $100\ \mu\mu$, obgleich bei schiefer Einstrahlung gewonnen, 7 mal größer als der errechnete. Es könnte die Ursache in der besonderen Struktur der benutzten Zerstäubungs-

1) A. Becker, Ann. d. Phys. 17. S. 430. 1905.

2) P. Lenard, Quantitatives über Kathodenstrahlen. S. 214.

schicht liegen, aber auch darin, daß wir den Absorptionskoeffizienten α für unsere V_p durch Interpolation zwischen den bisher bei größeren und kleineren V_p gemessenen *massenproportional* berechneten.¹⁾ In letzterem Sinne sprechen die Ergebnisse, die Hr. Becker²⁾ bei Geschwindigkeiten, die innerhalb unseres Intervalles liegen, hinsichtlich der Absorption bei Gold erhielt. Es zeigte sich die Absorption der Metalle (Au, Ni, Al) bei diesen Geschwindigkeiten in der Tat erheblich geringer als massenproportional, so daß guter Anschluß nach obiger Gleichung zu bestehen scheint. Es soll noch bemerkt werden, daß die gefundene Rückdiffusionsdicke etwa das 10-fache des Radius der molekularen Wirkungssphäre beträgt.

Zusammenfassung

1. Es wird eine Versuchsanordnung konstruiert, die eine einwandfreie Feststellung der aus einem bestrahlten Leiter austretenden Geschwindigkeitsverteilung gestattet. Wesentlich ist hierbei die weitgehende *Vermeidung von Wandstrahlenwirkung*, was an einer Reihe von Kontrollversuchen aufgezeigt wird (12).

2. Die mit dieser Anordnung erhaltene Geschwindigkeitsverteilung wird nach feststehenden Definitionen in einen rückdiffundierten (R) und einen sekundär gestrahlten Anteil (S) geschieden (16), wobei allerdings nicht ohne eine gewisse Extrapolation verfahren werden konnte, deren Sinn jedoch ausdrücklich erläutert ist.

3. Nach solcher Scheidung werden die *sekundären Geschwindigkeitsverteilungen* der Metalle Au, Pb, Cu und Al bei verschiedenen Primärgeschwindigkeiten (V_p) zwischen 2000 und 10000 Volt untersucht. Das Geschwindigkeitsgebiet der Sekundärstrahlung erstreckt sich von 0 bis etwa 36 Volt und zeigt keinerlei Abhängigkeit von V_p und vom Strahler (18). Hingegen besteht eine solche in geringem Grade hinsichtlich der *Form* der Geschwindigkeitsverteilungskurve (17). Die Größe der maximal vertretenen Geschwindigkeit ist aus den Beobachtungen nicht mit Sicherheit zu entnehmen; sie ist aber nach den Kurven unzweifelhaft sehr klein, so daß Geschwindig-

1) P. Lenard, Quantitatives über Kathodenstrahlen. Tafel III.

2) A. Becker, Ann. d. Phys. 84. S. 789. 1927.

keiten gegen 36 Volt hin nur selten vorkommen. Bemerkenswert ist übrigens die Übereinstimmung dieser selten vorkommenden Höchstgeschwindigkeit mit dem für Sekundärstrahlung anderweitig gefundenen mittleren Energieverbrauch (18).

4. Mit einer anderen Versuchsanordnung, die die Elektronenemission in der Normalenrichtung zu messen gestattet, wird die Geschwindigkeitsverteilung des schneller austretenden Anteils der Ausstrahlung gemessen. Dieser Anteil umfaßt in steigendem Maße Geschwindigkeiten, die sehr viel kleiner sind als die der auftreffenden Elektronen (26).

5. Der so gemessene Anteil erweist sich nach der benutzten Unterscheidungsweise (16) als ausschließlich von Rückdiffusion herrührend (27).

6. Es werden Untersuchungen der *Mengenverhältnisse von Rückdiffusion und Sekundärstrahlung* angestellt. Es werden Messungen des „Gesamtstrahlungsvermögens“ (29) einiger Strahler für die Primärgeschwindigkeiten von 2000–9000 Volt ausgeführt (32). Ferner wird das Verhältnis der Sekundärmenge zur jeweils zugehörigen Rückdiffusionsmenge S/R für Au und Al bei verschiedenen V_p festgestellt (33). Dieses erweist sich vom Strahler nur in geringem Maße abhängig.

7. Aus dem Vergleich des Gesamtstrahlungsvermögens mit dem Verhältnis S/R ergibt sich der wichtige Schluß, daß im hier untersuchten V_p -Gebiet die *Eintrittssekundärstrahlung fast ausschließlich durch rückkehrende Primärelektronen ausgelöst* wird (34). Dieser Schluß ist in Übereinstimmung mit schon vorhandenen Ergebnissen (35).

8. Die Kombination der Ergebnisse über das Gesamtstrahlungsvermögen und den Ausdruck S/R läßt ferner eine Bestimmung der *Rückdiffusionskonstante* (37) für Gold und Aluminium zu (38). Die Rückdiffusionskonstante ist die in dem hier untersuchten V_p -Gebiet für das ganze Verhalten eines Strahlers hinsichtlich der Elektronenemission kennzeichnende Konstante.

9. Die entwickelten Schlüsse über die Herkunft der Eintrittssekundärstrahlung erfahren eine Bestätigung durch Kontrollversuche an freien dünnen Goldschichten, wobei die Änderung des Verhältnisses S/R mit abnehmender Schichtdicke verfolgt wird (41).

10. Nach zwei verschiedenen Methoden wird die „Rückdiffusionsdicke x_{III} “ (42) einer durch Kathodenzerstäubung hergestellten Platinschicht für die Primärgeschwindigkeiten 4000 bis 9000 Volt übereinstimmend zwischen 80 und 120 $\mu\mu$ liegend gefunden (43). Dieser Wert erscheint im Vergleich mit der Erfahrung bei höheren V_p auffallend groß (45), was jedoch mit der Rückdiffusionstheorie bei Berücksichtigung der wesentlich untermassenproportional gefundenen Absorption der hier benutzten Elektronen in Übereinstimmung ist.

Vorstehende Arbeit wurde auf Anregung von Hrn. Prof. A. Becker ausgeführt. Ich möchte an dieser Stelle Hrn. Geh. Rat Prof. P. Lenard und Hrn Prof. A. Becker für die stete Förderung meiner Untersuchungen herzlichsten Dank aussprechen.

(Eingegangen 22. Juni 1928.)

**2. Über die Zuverlässigkeit der Sondenmessungen
im dunklen Kathodenraum der Glimmentladung;
von A. Wehnelt und G. Schmerwitz**

Aus den Sondenmessungen im Kathodendunkelraum hat sich bei verhältnismäßig geringen Stromdichten stets ein kontinuierlicher Verlauf des Potentials ergeben. Die Messungen von Brose¹⁾ hingegen haben gezeigt, daß bei kleinen Kathoden und relativ großen Stromdichten ein Potentialverlauf entsteht, der, wie sich aus den Broseschen Kurven für die Feldstärke entnehmen läßt, in der Nähe der Kathode zuerst einen geringen, dann einen stärkeren Anstieg zeigt, um dann erst wieder in normaler Weise abzunehmen. Das Ergebnis dieser Arbeit ist in den neueren Handbüchern meist dahin gedeutet worden, daß die Sondenmessungen in der Nähe der Kathode mit großen Fehlern behaftet sind. Wenn wir dieses auch nicht in vollem Maße ablehnen, so können wir doch durch folgende Versuche den Beweis erbringen, daß die Sondenmessungen nicht ganz so fehlerhaft sind, wie man allgemein annimmt.

Versuche

Hr. Bastian hat im hiesigen Institut eine Arbeit²⁾ ausgeführt, worin er unter anderem auch die Sondenmethode bei Messungen in engen Röhren, wie sie Hr. Brose benutzt hat, gebraucht. Das Rohr, das er verwendet, ist in Fig. 1 dargestellt. *A* ist die Anode, *K* die Aluminiumkathode mit ebener Stirnfläche; sie ist an einem Messingstab *b* mit Gewinde befestigt, der in der Führung *f* ohne sich zu drehen gleiten kann. Auf dem Gewinde sitzt die Mutter *m*, die fest mit dem Konus des Schliffes *c* verbunden ist. Durch Drehen des Konus wird die Kathode um meßbare Beträge verschoben. In das

1) E. Brose, Ann. d. Phys. 58. S. 731. 1919.

2) B. Bastian, Dissertation, Berlin 1927.

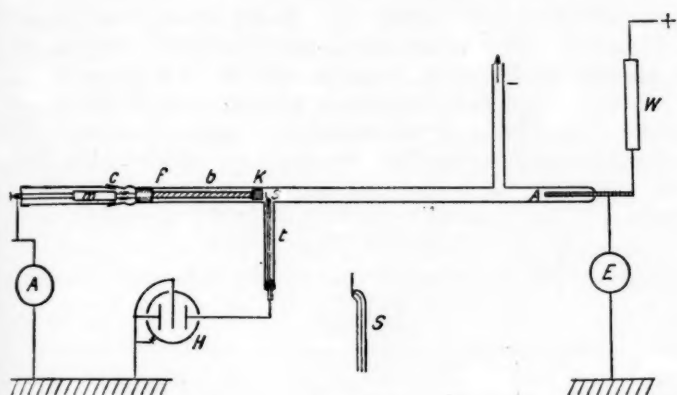


Fig. 1

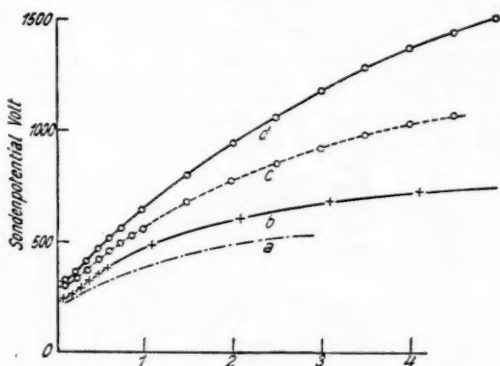


Fig. 2



Fig. 3

Entladungsröhr ragt durch den Ansatz t die Sonde S , ein Platindraht von 0,1 mm Dicke, der bis auf ein 2 mm hervorragendes Stück in Glas eingeschmolzen ist. Der Strom wurde von einer Hochspannungsbatterie geliefert. Die Anode erhielt über den Flüssigkeitswiderstand W positive Spannung, die Kathode war über das Milliampereometer A geerdet. Die Ent-

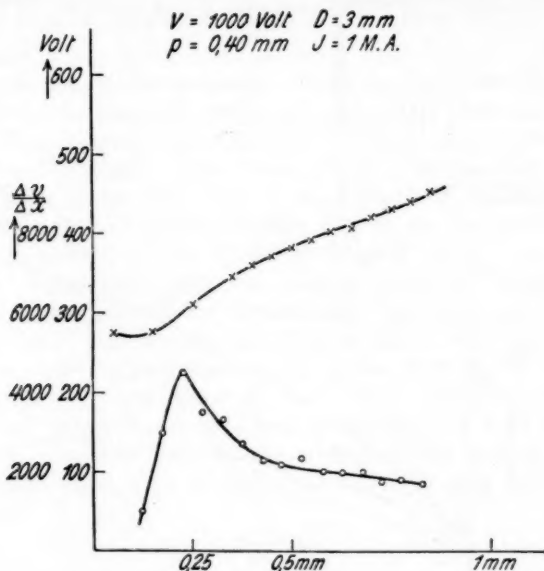


Fig. 4

ladungsspannung wurde durch das Braunsche Elektrometer E , das Sondenpotential mit einem Saitenelektrometer H bestimmt.

Die Kathode wurde zunächst bis zur Berührung mit der Sonde gebracht und dann die Entfernung schrittweise vergrößert. Die aus den Messungen sich ergebenden Potentialkurven zeigen alle in der Nähe der Kathode einen Wendepunkt und die abgeleiteten Kurven für die Feldstärke ein Maximum an dieser Stelle.

Die Kurven sind in Figg. 2 und 3 dargestellt; sie entsprechen vollkommen den von Brose gefundenen. Diese Übereinstim-

mung ist ein Beweis für die Brauchbarkeit der Sondenmessungen im dunklen Kathodenraum.

Fig. 2 zeigt die Potentialkurven, Fig. 3 die daraus gewonnenen Feldverteilungskurven.

Da die Sonde bei Hrn. Bastian durch ein größeres Seitenrohr in das Hauptrohr eingeführt war, und die Dimensionen der Sonde selbst ziemlich groß waren, so hatten wir die Vermutung, daß noch Fehler durch Abschnürung der ersten Kathodenschicht beim weiteren Zurückziehen der Kathode entstehen. Wir haben deshalb diese Versuche noch einmal wieder-

Tabelle

Entfernung von der Kathode in mm	Entlad.-Pot. = 1000 V. DK.-Raum = 3 mm Druck $p = 0,4$ mm Hg Stromstärke J = $1 \cdot 10^{-3}$ Amp.		Entlad.-Pot. = 2200 V. DK.-Raum = 7 mm Druck $p = 0,135$ mmHg Stromstärke J = $0,8 \cdot 10^{-3}$ Amp.		Entlad.-Pot. = 2800 V. DK.-Raum = 10 mm Druck $p = 0,084$ mmHg Stromstärke J = $0,3 \cdot 10^{-3}$ Amp.	
	Sonden- potential in Volt	Feld- stärke ¹⁾ in Volt/cm	Sonden- potential in Volt	Feld- stärke ¹⁾ in Volt/cm	Sonden- potential in Volt	Feld- stärke ¹⁾ in Volt/cm
0,05	275		361		332	
0,1		1000	354	3000	315	3000
0,15	275	3000	371	5500	330	5000
0,2		4500	399	6500	357	6000
0,25	312	3500	433	7500	386	7500
0,3		3300	468	7000	425	8000
0,35	345	2700	503	6500	465	8500
0,4	358	2300	530	6700	500	8500
0,45	370	2200		6300		8400
0,5	382	2300	600	6000	600	8200
0,55	392	2000		5500		7500
0,6	403	2000	650	5000	660	7500
0,65	407	2000		5000		8000
0,7	420	2000	710	4500	750	8000
0,75	430	1800				8000
0,8	438	1700				8000
0,85	453					7000
0,9					910	6000
0,95						7500
1,0					970	7500
1,05						7500
1,1					1030	7500
1,15						6000
1,2					1110	

1) Die Werte der Feldstärken sind aus den ausgeglichenen Kurven Figg. 4, 5 und 6 ermittelt.

holt mit einer feineren Sonde aus 0,06 mm Wolframdraht, der bis auf eine Spitze von 0,2 mm aus einem haardünnen Glas-

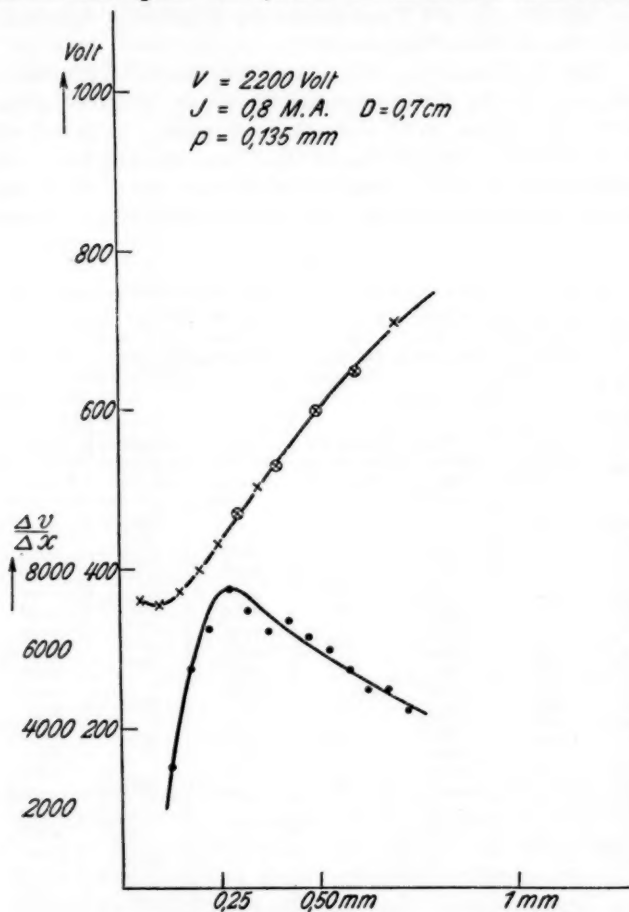


Fig. 5

rohr herausragte. Die Sonde wurde durch eine feine 0,3 mm starke Bohrung in der Glaswand in das Hauptrohr eingeführt, so daß das freie Ende genau parallel mit der Kathode und in Höhe der ersten Kathodenschicht stand.

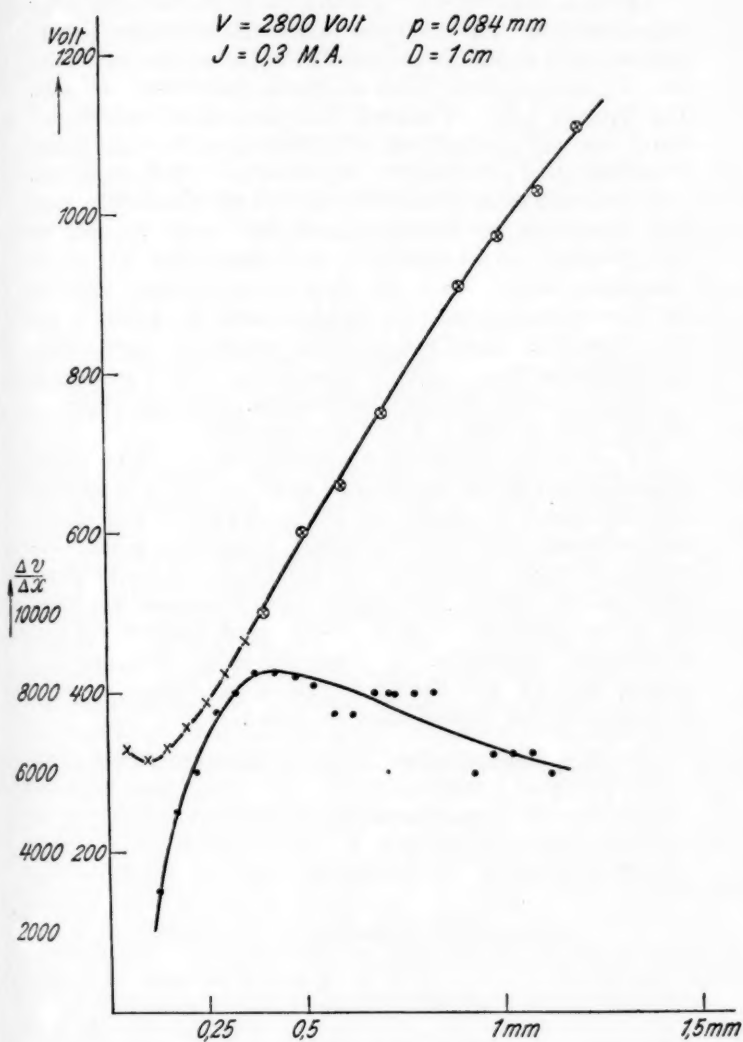


Fig. 6

Diese Anordnung wurde gewählt, da Vorversuche mit einer längs ihrer Achse verschiebbaren längeren Sonde ergeben hatten, daß sie dabei verschiedene Äquipotentialflächen durchschneidet und irgendeinen nicht kontrollierbaren Mittelwert annimmt. Die Kathode hatte bei unseren Versuchen einen Durchmesser von 8 mm und war mit einem Präzisionsgewinde von 0,5 mm Ganghöhe genau meßbar zu verschieben. Die Drehung des Konus war auf einer Kreisteilung auf 0,01 mm genau abzulesen. Die Anordnung der Meßinstrumente war genau so, wie es Hr. Bastian in seiner Dissertation beschrieben hat. Die Messungen wurden auch hier derart vorgenommen, daß das Entladungspotential wie der Druck vollständig konstant gehalten wurden. Das Sondenpotential wurde mit einem idio-statisch geschalteten Fadenelektrometer bestimmt. Vorstehende Tabelle gibt einige der Versuchsergebnisse. Die dazu gehörigen Kurven sind in Figg. 4, 5 und 6 dargestellt.

Man ersieht aus diesen Versuchen, die sich im übrigen vollständig mit denen von Hrn. Bastian decken, daß tatsächlich die Sondenmessungen bei kleinen Kathoden und relativ hohen Stromdichten den Feldverlauf genau so ergeben, wie ihn Brose durch spektroskopische Aufnahmen des Starkeffektes gefunden hat. Selbst die Entfernung des Maximums der Feldstärke von der Kathode ist in naher Übereinstimmung mit den Broseschen Aufnahmen. Also ist daraus die Folgerung zu ziehen, daß die alte Sondenmethode allen anderen neueren Methoden an Genauigkeit nicht nachsteht.

Berlin, Physikalisches Institut d. Universität, Juni 1928.

(Eingegangen 8. Juni 1928.)

**3. Über die neue,
rein elektronische Verstärkung verwendende
Zählmethode für Korpuskularstrahlen¹⁾;
von Edouard Ramelet**

(Hierzu Tafel XXI bis XXV)

Einführung

Für die Erforschung der atomistischen Vorgänge sind naturgemäß alle Methoden, die sich nicht auf die Gesamtwirkung vieler Atome beschränken, sondern die Veränderung einzelner Atome, überhaupt die Beobachtung von Elementarprozessen erlauben, von besonderer Wichtigkeit geworden. Von Bedeutung sind hier die Scintillationsbeobachtungen, die Wilsonsche Nebelkammer, der Millikankondensator und dann die elektrischen Zählmethoden für Elementarstrahlen. Hier sind zu nennen die ursprüngliche Rutherford-Geigersche Methode²⁾, dann der Geigersche Spitzenzähler³⁾, der in neuerer Zeit von Kovarik⁴⁾ und Greinacher⁵⁾ durch Kombination mit Verstärkerröhren weiter ausgebaut worden ist. Alle diese Zählmethoden charakterisieren sich dadurch, daß die durch einen Elementarstrahl bewirkte Primäronisation durch Zuhilfenahme der Stoßionisierung verstärkt wird. Dies geschieht nach Rutherford-Geiger durch Anwendung einer mit verdünntem Gas gefüllten Zählkammer, an die eine gerade unterhalb des Funkenpotentials liegende Spannung angelegt wird, nach Geiger durch Auslösung von Spitzenentladungen

1) Als Dissertation an der Universität Bern eingereicht 1928.

2) E. Rutherford u. H. Geiger, Proc. Roy. Soc. (A) 81. S. 141. 1908; Phys. Ztschr. 10. S. 1. 1909.

3) H. Geiger, Verh. d. Dtsch. Phys. Ges. 15. S. 534. 1913; Phys. Ztschr. 14. S. 1129. 1913.

4) A. F. Kovarik, Phys. Rev. 13. S. 153, 272. 1919; 14. S. 179. 1919; 19. S. 433. 1922.

5) H. Greinacher, Ztschr. f. Phys. 23. S. 361. 1924.

bei passender Spitzenspannung. So lassen sich Stromstöße erzielen, die leicht mittels eines Elektroskops, ja sogar mittels eines Telephons nachgewiesen werden können, und die sich mit der Kovarik-Greinacherschen Verstärkeranordnung bis zur Betätigung von Lautsprechern und gewöhnlichen Galvanometern steigern lassen. Die Spitzenmethode hat sich infolge ihrer Einfachheit und vielseitigen Verwendbarkeit als sehr wertvoll erwiesen, namentlich, nachdem durch zahlreiche Arbeiten (vgl. Literatur etwa bei Greinacher, a. a. O.) die Fehlerquellen eingehend studiert waren. Als technische Forderung hat sich ergeben, daß vor allem der Behandlung und Lage der Zählerspitzze und der Vermeidung von Staub in der Zählkammer Aufmerksamkeit zu schenken ist. Dadurch kann weitgehend erreicht werden, daß 1. jeder Elementarstrahl eine (kurze) Spitzenentladung auslöst, 2. die Spitze ohne Elementarstrahl nicht anspricht. Trotz der zahlreichen Arbeiten haben sich indessen immer wieder Bedenken geäußert über die absolute Zuverlässigkeit der Methode bzw. die restlose Beseitigung der „natural disturbances“. Auch ist darauf hingewiesen worden, daß die Strahlenanalyse (z. B. die Unterscheidung von α - und H-Strahlen), selbst in der Kombination des Zählers mit Verstärkern [Greinacher und neuerdings N. Kreidl¹⁾] nur sehr unvollkommen ist, indem die Spitzenentladungen in keinem einfachen Verhältnis zur Primärionisierung steht. Es war daher ein Fortschritt, als es Greinacher²⁾ gelang, eine Methode zu realisieren, bei der jede Spitzenentladung, überhaupt die Anwendung jeglicher Stoßionisierung als Verstärkung, vermieden ist und die zudem die Primärionisierung quantitativ mißt. Greinacher hat gezeigt, daß man durch ausschließliche Anwendung von Elektronenröhren den Primäreffekt eines α -Strahls so weit verstärken kann, daß man ihn im Telephon bzw. Lautsprecher hören und mittels Galvanometer ballistisch messen kann. Dabei ergab sich, wie erwartet, eine hohe Selektivität der Methode, wie sie ja zur Unterscheidung verschiedener Strahlenarten erforderlich ist. So stören z. B. β - und γ -Strahlen die Registrierung von α -Strahlen in keiner Weise, da sie entsprechend ihrem mehrhundertfach kleineren

1) N. Kreidl, Wien. Berichte 2a. S. 136, 589. 1927.

2) H. Greinacher, Ztschr. f. Phys. 36. S. 364. 1926.

Ionisierungsvermögen nicht registriert werden. Gleichzeitig mit α -Strahlen können indessen H-Strahlen registriert werden, da das Ionisierungsvermögen von der gleichen Größenordnung ist. Wie Greinacher in einer zweiten Arbeit¹⁾ mitteilt, zeigt sich hier sehr schön der Unterschied der Ionisierung durch die verschiedene Größe der Registrierimpulse. Aus den photographischen Registrierungen am Oszillograph ergab sich bei den gewählten Versuchsbedingungen das Verhältnis der Registrierimpulse von α - und H-Teilchen zu etwa 2,5. Der Unterschied ist genügend, um auch akustisch α - und H-Teilchen voneinander unterscheiden zu können. Hierzu ist einfach die Einschaltung eines Telefons oder Lautsprechers in den Anodenkreis der letzten Lampe erforderlich. Auch Ortner und Stetter²⁾ ist es inzwischen gelungen, die neue Methode nach Greinacher mit einigen Abänderungen in den Details zu realisieren, und berichten sie über die Hörbarmachung des Atomzerfalls. In der zitierten zweiten Arbeit hat nun auch Greinacher die vorläufigen Grenzen nach der quantitativen Seite der Unterscheidbarkeit von α - und H-Strahlen festgestellt. Danach ist eine *sichere* Unterscheidung zwischen beiden noch nicht möglich. Schon von Anfang an zeigte sich die unerwartete Erscheinung, daß anscheinend homogene α -Strahlen ganz verschieden große Registrierimpulse geben, so daß kleine α -Impulse von großen H-Impulsen nicht zu unterscheiden sind. Über die Ursache und die Möglichkeit einer Beseitigung dieser für die Anwendung der neuen Methode störenden Erscheinung hat Greinacher in der zweiten Mitteilung bereits kurz berichtet.

Ziel vorliegender Arbeit war es nun, die neue Methode nach der quantitativen Seite hin näher zu untersuchen und ihr eine in diesem Sinne möglichst zweckmäßige Form zu geben. Dann aber sollten Versuche über die Schwankungen des Ionisierungsvermögens der α -Strahlen gemacht und weiterhin die Bedingungen gefunden werden, welche die Inhomogenität der Registrierausschläge auf ein Minimum herabzusetzen geeignet sind.

1) H. Greinacher, Ztschr. f. Phys. 44. S. 319. 1927.

2) G. Ortner u. G. Stetter, Phys. Ztschr. 28. S. 70. 1926.

I. Versuchsanordnung

1. Die Apparatur

a) Die Zählkammer und die Verstärkeranordnung

Die Zählkammer selber ist, wie bei der Anordnung von Greinacher, nichts anderes als ein kleiner zylinder- oder plattenförmiger Kondensator, dessen innere Elektrode direkt an das Gitter der Aufnahmelampe angeschlossen ist, und dessen Außenwand auf ein konstantes positives oder negatives Potential aufgeladen wird. Die innere Elektrode besteht entweder aus einem vorne abgerundeten dünnen Metallstab, oder

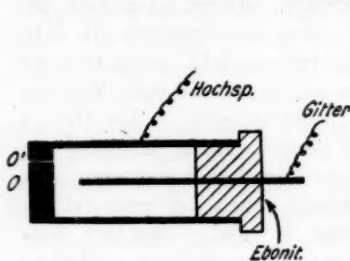


Fig. 1

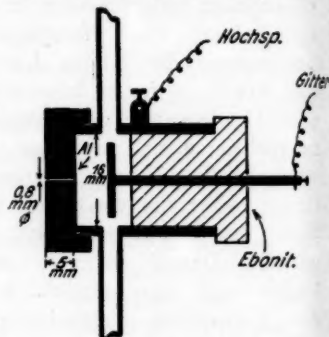


Fig. 2

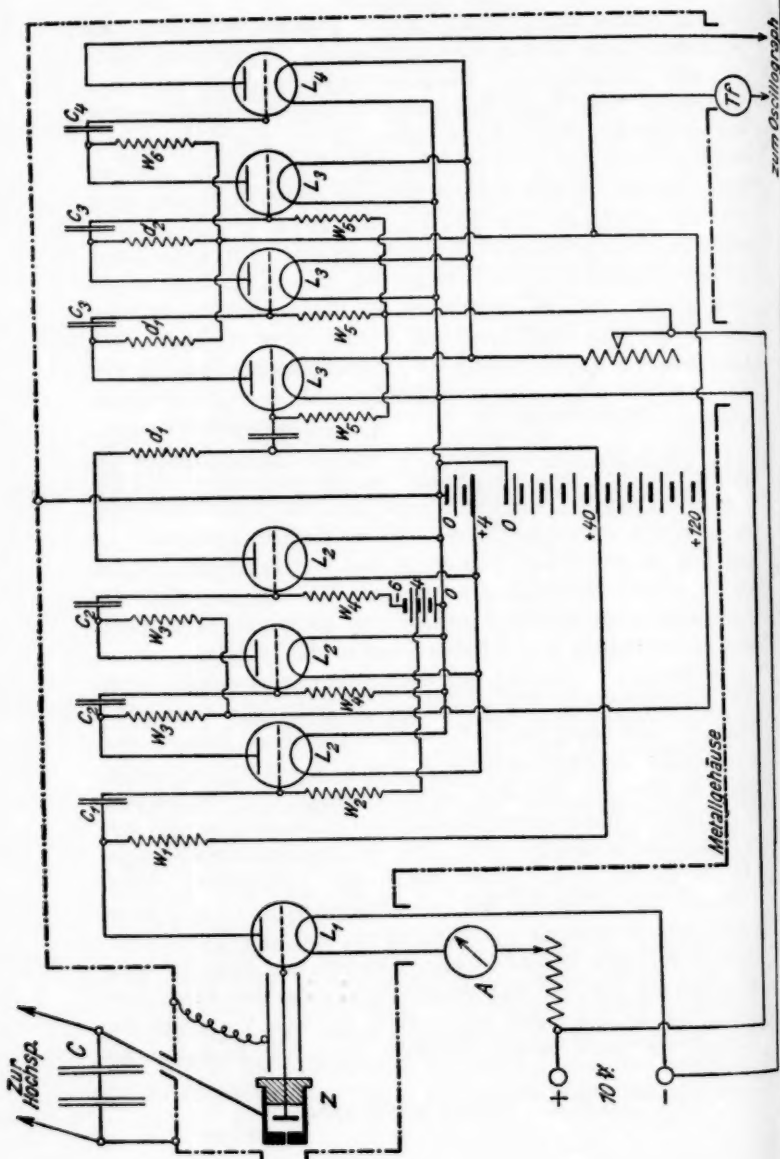
einer ebenen, parallel zur Vorderwand der Kammer angebrachten Metallplatte (Figg. 1 und 2). Die Vorderwand war dabei als Schraubdeckel ausgebildet, der ein Dazwischensetzen einer Aluminiumfolie erlaubte. Die beiden seitlichen metallenen Rohransätze dienten zum Durchleiten der Gase. Der Abstand der Innenelektrode von der Vorderwand der Kammer war regulierbar und wurde für gewöhnlich auf 0,5 cm eingestellt. Die Maße und die Konstruktion gehen ohne weiteres aus der Fig. 2 hervor.

Der Anodenkreis der ersten Lampe (Fig. 3a) besteht aus einer Anodenbatterie und einem hohen äußern Widerstand W_1 („Loewe“-Hochohmwidestand, 1 Megohm). Dieser vermittelt, in Verbindung mit einem Kondensator c_1 , die Kopplung mit der ersten Verstärkerlampe L_2 . Eine induktive Kopplung mittels Transformatoren ist in der ganzen Verstärkeranordnung

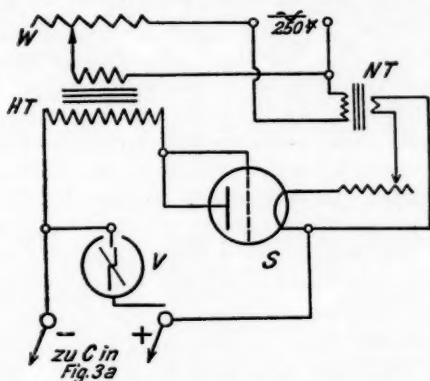
aus den unten angegebenen Gründen gänzlich vermieden. Als Aufnahmelampe diente eine gewöhnliche Dreielektrodenröhre mit guter Gitterisolation. Die Schwierigkeiten, die Greinacher anfänglich beim Aussuchen einer geeigneten Aufnahmelampe bei seiner Anordnung hatte, fallen dahin, sobald der äußere Widerstand ihres Anodenkreises (hier W_1) genügend groß genommen wird. Unter Berücksichtigung dieser Bedingung kann für nur qualitative Zwecke fast jede Röhre mit nicht allzu schlechter Gitterisolation verwendet werden. Für quantitative Zwecke hingegen ist ein Aussuchen vorteilhaft, und es hat sich gezeigt, daß im allgemeinen die Röhren mit präparierten Heizfäden (sog. Sparröhren) am besten geeignet sind.¹⁾ Ich verwendete mit gutem Erfolg eine Telefunktenröhre Type „Re 89“ mit schwach unterheiztem Glühdraht und einer Anodenspannung von nur 40 Volt.

Der eigentliche Verstärker ist prinzipiell nicht von irgendeinem andern ähnlichen Gerät verschieden außer, daß er nirgends einen Transformator aufweist. Die ganze Anordnung, zu der wir nach vielen Versuchen schließlich gelangten, ist aus Fig. 3a ersichtlich. Die ersten drei Verstärkerstufen bilden einen reinen Widerstandsverstärker. Wichtig ist, daß die Leitungen möglichst kurz gezogen und keine unnötigen Kapazitäten vorhanden sind. Daher besaßen die Lampen auch gar keine Sockel. Da es sich, entsprechend der verwendeten hohen Anodenwiderstände (3 Megohm) nur um sehr schwache Ströme handelt, muß auch die Isolation der ganzen Anordnung eine gute sein. Die drei nächsten Stufen sind den vorangehenden ganz ähnlich, nur mit dem Unterschied, daß hier die Anodenwiderstände durch eisenfreie, hochohmige Drosseln aus 0,1 mm Manganindraht ersetzt sind. Ihre Gleichstromwiderstände betragen 20000 bzw. 14000 Ohm. Die Verwendung dieser Drosseln hat jedoch für die hier vorliegende Anordnung keine prinzipielle Bedeutung und könnten sie ebenso gut durch hochohmige Widerstände ersetzt sein. Der einzige Grund für deren Verwendung war der, daß die eben erwähnten drei Verstärkerstufen als fertiges Gerät von unseren früheren Versuchen her — wo wir damit besser definierte Versuchsbedingungen als

1) Vgl. auch H. Greinacher, a. a. O. 1926.



mit nie ganz einwandfreien Hochohmwiderständen zu erhalten hofften — schon vorhanden war. Es zeigte sich jedoch bei



HT Hochspannungstransformator „Brown-Boveri“, 180/5000 Volt.
 NT Kleiner Niederspannungstransformator.
 S 20 Watt Senderöhre.
 W Rheostat zur Regulierung der Sekundärspannung von HT.
 V Braunsches Elektrometer.

Fig. 3 b

Erklärung zu Fig. 3a:

Z Zählkammer.

A Heizstromamperemeter für L_1 .

L_1 Aufnahmelampe, Telefunken Type „Re 89“.

L_2 „Loewe“ NF-Lampen.

L_3 NF-Lampen „Philips“ Type „E“.

L_4 Endverstärkungslampe, meist Telefunken Type „Re 504“.

W_1 „Loewe“ Hochohmwiderstand 1 Megohm (Anodenwiderstand).

W_2 „ „ „ 1 „ (Gitterableitwiderstand).

W_3 „ „ „ 3 „ (Anodenwiderstände).

W_4 „ „ „ 5 „ (Gitterableitwiderstände).

W_5 „ „ „ 3 „ „

W_6 „ „ „ 1 „ (Anodenwiderstand).

d_1 Hochohmige Drossel ohne Eisenkern. $R = 20\,000\text{ Ohm}$.

d_2 „ „ „ „ $R = 14\,000\text{ Ohm}$.

C 2 in Serie geschaltete 2 MF Siemens Wickelkondensatoren.

c_1 Luftkondensator 250 cm.

c_2 Glimmerkondensatoren je 250 cm.

c_3 „ „ „ 3000 cm.

c_4 Glimmerkondensator 300 cm.

diesen früheren Versuchen bald, daß bei der Kopplung der Aufnahmelampe mit diesem „Drosselverstärker“ immer niederfrequente Schwingungen auftraten, wenn nicht ein Transformator als Kopplungsglied verwendet wurde. Da wir jedoch von der Verwendung von Transformatoren unbedingt absehen wollten, und auch andere Mittel nicht halfen (wie Verwendung ganz getrennter Batterien, Verstärken der Anodenkreise untereinander durch Parallelschalten von Kondensatoren, Anwendung verschiedener Gitterpotentiale usw.), entschlossen wir uns schließlich, diesen „Drosselverstärker“ unter Hinzufügen einer vierten Lampe als *Endverstärker* bei der vorliegenden Anordnung zu benutzen.¹⁾ Diese letzte Lampe (L_4) ist, wie in der Arbeit von Greinacher, in Audionschaltung angeordnet. Die nicht vollkommene Gitterisolation ersetzt dabei den eigentlichen Ableitwiderstand. Je höherohmig diese Gitterableitung ist, desto empfindlicher, aber auch desto labiler wird die ganze Anordnung. (Labil im Sinne einer Neigung zum niederfrequenten Schwingen, wahrscheinlich infolge Ladungs- und Entladungserscheinungen am Gitterkondensator c_4 .)

b) Die Hochspannungsquelle

Um auch höhere Spannungen an die Zählkammer legen zu können, wurde außer den Hochspannungsbatterien auch ein Hochspannungsgleichrichter verwendet. Dieser bestand einfach aus einem Hochspannungstransformator, dessen primäre Wicklung mit einem Regulierwiderstand an das Wechselstromnetz angeschlossen war, so daß dadurch bequem jede gewünschte Sekundärspannung erhalten werden konnte. Der hochgespannte Wechselstrom wurde dann durch eine kleine Senderöhre, die als Kathodengleichrichter geschaltet war, in pulsierenden Gleichstrom umgewandelt, der dann zwei in Serie geschaltete Siemenssche Wickelkondensatoren von je 2 MF auflud. Letztere hielten sich lange Zeit geladen, so daß während der

1) Allem Anschein nach war bei direkter Kopplung des Drosselverstärkers mit der Aufnahmelampe der Scheinwiderstand ihres Anodenkreises zu klein in Anbetracht ihres isolierten Gitters. Die Schwingungen konnten nur dadurch beseitigt werden, daß entweder dieses Gitter mit mindestens 10⁷ Ohm abgeleitet wurde, oder daß der Anodenkreiswiderstand vergrößert wurde. Mit Rücksicht auf die erforderliche Empfindlichkeit kam einzig das letztere Verfahren in Betracht.

eigentlichen Untersuchung das Wechselstromnetz von der ganzen Apparatur getrennt werden konnte. Ein Braunsch'sches Elektrometer, das parallel zu den Kondensatorklemmen geschaltet war, diente zur Beobachtung der jeweilig an die Zählkammer angelegten Spannung. Eine einfache Kommutier-
vorrichtung erlaubte an die Kammer bald positive bald negative Spannung anzulegen bzw. dabei jedesmal den andern Pol zu erden.

c) Der Oszillograph und die Registriereinrichtung

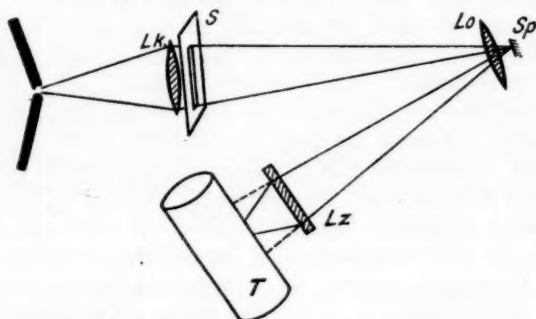
Es lag nahe, für die hier in Betracht kommenden Registrierungen, ein Saitengalvanometer zu verwenden. Es zeigte sich aber bald, daß dieses Instrument keine genügende Lichtausbeute gestattete. Wir verwendeten daher einen speziell für diesen Zweck im Laboratorium hergestellten Oszillographen mit genügend großem Spiegel. Eine zwischen die beiden Pole eines hufeisenförmigen Elektromagneten ausgespannte Schleife aus 0,017 mm starkem Wolframdraht, in deren Mitte ein vorderseitig versilberter Spiegel von etwa 3×3 mm aufgekittet war, diente als Meßschleife. Die erforderliche elektromagnetische Dämpfung besorgte ein kurzgeschlossener Drahtkreis von 4 mm Durchmesser aus 0,1 mm starkem Kupferdraht, der hinter dem Spiegel und parallel zu ihm aufgekittet war. Das ganze bewegliche System zwischen den beiden Stegen, über die die Schleife gespannt war, wog etwa 6 mg. Der Magnetstrom, mit dem auch die Dämpfung reguliert werden konnte, betrug normalerweise 4 Amp. Die Dämpfung war so gewählt, daß die Ausschläge vollkommen aperiodisch erfolgten. Es konnten mit diesem Oszillographen mühelos 80—100 unregelmäßig aufeinanderfolgende Stromstöße in der Sekunde sauber getrennt registriert werden.

Als Lichtquelle wurde für gewöhnlich eine Bogenlampe verwendet, die wahlweise mit Gleich- oder Wechselstrom betrieben wurde. Dabei betrug die Stromstärke in beiden Fällen 16—18 Amp. Gelegentlich konnte auch eine Osrampunktlichtlampe Verwendung finden, die den Vorteil absoluter Konstanz des Lichtpunktes gewährte, jedoch für schnelle Registrierungen keine genügende Helligkeit ergab. Auf die räumliche Konstanz der Lichtquelle ist, wegen der äußersten Lichtausnützung,

besonderes Gewicht zu legen. Daher ist auch die Verwendung einer Gleichstrombogenlampe einer solchen mit Wechselstrom vorzuziehen.

Auch auf die optische Einrichtung mußte besondere Sorgfalt gelegt werden, damit man die für die Registrierung der rasch verlaufenden Stromstöße nötige Helligkeit erzielte. Folgende in Fig. 4 schematisch wiedergegebene Anordnung ergab nach vielen Versuchen die besten Resultate.

Der Abstand der Lichtquelle von der Sammellinse Lk wurde so gewählt, daß das reelle Bild des Lichtbogens auf



Lk Sammellinse, $f = 33$ cm, Durchmesser 10 cm.

S Spalt, $9 \times 0,1$ cm.

Lo Sammellinse, $f = 50$ cm.

Sp Spiegel des Oszillographen.

Lz Zylinderlinse, $f = 10$ cm.

T Registriertrommel.

Abstand: $Lk-Lo$ } je 50 cm.

$Lo-T$ }

$Lk-S$ } sehr klein.

$Lo-Sp$ }

Fig. 4

den Oszillographenspiegel Sp fiel, während dann der Spalt S durch den Spiegel und die Objektivlinse Lo auf der Trommel T abgebildet wurde. Dadurch erreichte man, daß auch bei kleinem Oszillographenspiegel alle Strahlen, die überhaupt vom Spalt ausgesandt werden, zur Erzeugung seines reellen Bildes ausgenützt wurden. Auf möglichste Punktförmigkeit der Lichtquelle bzw. auf gute Abbildung durch die Sammellinse Lk (geringe sphärische Aberration) ist, mit Rücksicht auf die Kleinheit des Spiegels Sp besonderes Gewicht zu legen. Die Zylinderlinse Lz hat nur den Zweck, das Spaltbild, welches

sich gemäß den angegebenen Abständen der Anordnung, in natürlicher Größe abbilden würde, der Länge nach auf etwa 1 cm zusammendrücken. Dadurch wird das Bild entsprechend lichtstärker.

Der eigentliche Registrierapparat bestand aus einer, durch ein Uhrwerk bewegten Trommel, auf die das lichtempfindliche Papier (Bromsilber, hochempfindlich) oder der Filmstreifen (Agfa) aufgewickelt war. Die Rotationsgeschwindigkeit konnte verschieden eingestellt werden und betrug am Umfang der Trommel 0,5—4,0 cm/sec. Ein zweiter Registrierapparat, dessen Trommel mit Spindelantrieb versehen war, erlaubte Registrierungen bis 50 cm/sec.

Die Oszillographenschleife wurde gewöhnlich direkt in den Anodenkreis der letzten Lampe eingeschaltet. Der Ruhestrom wurde entweder durch Kompensation¹⁾ auf Null herabgesetzt oder aber bei den meisten Registrierungen nicht kompensiert. Jedoch wurde dann der Ruheausschlag durch mechanisches Zurückdrehen der Oszillographenschleife auf Null gebracht. Außerdem konnte die Empfindlichkeit des Instrumentes in weiten Grenzen durch stärkeres oder schwächeres Spannen der Schleife reguliert werden.

d) Der elektrische und akustische Schutz

Der elektrische Schutz der ganzen Verstärkeranordnung (hauptsächlich der Aufnahmelampe und der letzten Lampe), auf dessen Wichtigkeit schon Greinacher (a. a. O. 1926) aufmerksam gemacht hat, wurde hier dadurch realisiert, daß die ganze Apparatur inklusive Hochspannungs- und Gittervorspannungsbatterien in einem metallenen Gehäuse untergebracht wurde, das mit dem positiven Pol der 10-Volt-Heizbatterie verbunden war. Ganz besondere Aufmerksamkeit erforderte auch der von der Innenelektrode der Zählkammer nach dem Gitter hin führende Verbindungsdraht. Es zeigte sich, daß auch die (natürlichen) α -Teilchen der umgebenden Luft, wenn auch schwächer, mitregistriert wurden, da zwischen dem Verbindungsdraht und den spannungsführenden Teilen der Zählkammer ein beträchtliches Feld herrschte. Um dieses Feld

1) H. Greinacher, a. a. O. 1926.

abzuschirmen und das für die Störung in Betracht fallende Luftvolumen zu verkleinern, wurde dieser Zuführungsdraht mit einem Metallrohr, das mit dem Schutzgehäuse verbunden war, umgeben. Das Rohr wurde indessen, um die Kapazität des Systems nicht zu sehr zu vergrößern, nicht zu eng gewählt. Im übrigen erwies es sich als günstig, von einer eigentlichen Erdung all dieser, untereinander verbundenen Teile abzusehen.

Es war völlig unmöglich, ohne diesen Schutz auszukommen, schon weil ohne diesen die Apparatur in andauerndes Pfeifen geriet. Es sind hauptsächlich die erste und die letzte Lampe¹⁾, deren Gitter isoliert sind, welche die Anordnung als störungsempfindlich erscheinen lassen. Die Empfindlichkeit für äußere Einflüsse war so, daß ohne den elektrostatischen Schutz der hiesige 10 km weit entfernte Rundspruchsender im Lautsprecher gehört wurde, trotzdem keine Spur von Abstimmung (Hochohmwiderstände) vorhanden war und die Versuchsanordnung sich im Souterrain des Instituts befand.

e) Die radioaktiven Präparate

Es wurden für die nachstehenden Versuche zwei Poloniumpräparate verwendet. Ein schwächeres (*A*) in Form eines kleinen Kupferknopfes und ein stärkeres (*B*) in Form eines etwa 1 cm² großen Platinplättchens. *A* war auf elektrolytischem Weg mit *Ra D* überzogen, so daß man außer der α -Strahlung des Poloniums auch die β -Strahlung des *Ra E* hatte. *B*, ebenfalls elektrolytisch dargestellt, bestand aus reinem, vom Wiener Radiuminstitut bezogenen Polonium. Zur Zeit der Versuche ergab die einseitige Gesamtaktivität des Präparats *B* einen Sättigungsstrom von 100 bis 150 elektrostatischen Einheiten.

2. Wirkungsweise der Apparatur

Die Funktionsweise der Aufnahmelampe ist schon bei Greinacher²⁾ beschrieben und sei hier nochmals kurz wiederholt:

Tritt durch die Öffnung *O* oder *O'* in Fig. 1 eine α -Partikel in die Kammer ein, so entsteht längs ihrer Bahn eine

1) Vgl. H. Greinacher, a. a. O. 1926.

2) H. Greinacher, a. a. O. 1926.

Ionenkolonne. Infolge des elektrischen Feldes in der Kammer werden die Luftionen des einen Vorzeichens an die Elektrode fliegen und dort ihre Ladung abgeben, während die des anderen Vorzeichens an die Kammerwand wandern. Dadurch erhält die Elektrode eine kleine Potentialänderung, die sich dem Gitter der Aufnahmelampe mitteilt. Infolgedessen resultiert auch im Anodenkreis derselben eine entsprechende Stromstärkenänderung, welche dann weiter verstärkt werden kann. Es ist ohne weiteres anzunehmen, daß die entsprechende Stromstärkenänderung in erster Annäherung proportional der entladenen Elektrizitätsmenge, bzw. der Ionenzahl ist. Dauer und Größe des Stromimpulses hängen im übrigen vom Vorzeichen der Kammerspannung ab. Für die Ionenvorgänge in der Kammer ist dies zwar prinzipiell gleichgültig, aber die Verstärkerlampe verhält sich hier verschieden. Betrachten wir erst den praktisch wichtigeren Fall, daß die Kammer negativ geladen ist. Solange kein Ionenstrom in der Ionisationskammer fließt, besitzt das Gitter der Aufnahmelampe ein Ruhepotential, d. h. ein gewisses negatives Potential, dessen Wert von der Heizung der Lampe, von der angelegten Anodenspannung, vom Anodenwiderstand und von der Gitterisolation abhängt. Dieses Ruhepotential ist jedoch von der angelegten Kammerspannung unabhängig. Tritt nun etwa ein α -Teilchen in die Kammer ein, so wird die negative Gitterladung um einen gewissen Betrag erhöht. Nur relativ langsam wird sich dann das Gitter über die mehr oder weniger gute Isolation wieder entladen, bis der frühere Gleichgewichtszustand erreicht ist. Diese Zunahme der negativen Gitterladung kann bei Anwendung starker radioaktiver Präparate (oder z. B. infolge Wechselstrominduktion beim Neuaufladen der zwei Hochspannungskondensatoren mittels der Gleichrichteranordnung) so weit gehen, daß der Anodenstrom ganz abgedrosselt wird. Es vergehen dann unter Umständen mehrere Minuten, bis sich das Gitter wieder über die Isolation bis zum Gleichgewichtszustand entladen hat. (In solchen Fällen empfiehlt sich ein kurzes Berühren des Gitters mit dem Finger.)

Etwas anders dagegen sind die Verhältnisse bei positiver Kammerspannung. Hier wird dem Gitter durch die an die Elektrode gelangenden positiven Ionen positive Ladung zu-

geführt. Das negative Ruhepotential sinkt. Die Entladung (Neutralisation) erfolgt aber jetzt im Gegensatz zum ersten Fall, fast momentan durch die Glühelatronen. Daher ist bei gegebener Ionenzahl und Auftreffgeschwindigkeit, die Potentialänderung eine viel geringere wie im ersten Fall. Und tatsächlich beobachtet man bei positiver Kammerladung, unter sonst gleichen Bedingungen, durchweg bedeutend kleinere Ausschläge als bei negativer Kammerladung. Wir benutzten daher zur Registrierung der Ausschläge immer die letztere.¹⁾ Man sieht, daß jedenfalls die maximal mögliche Anodenstromänderung in beiden Fällen dadurch erniedrigt wird, daß sich das Gitter schon zu entladen beginnt, bevor der Ionenvorgang beendet ist. Diese Erniedrigung ist natürlich um so größer, je kürzer die Neutralisationszeit des Gitters ist. In bezug auf die Zeit der Ionenströmung ist sie (wie sehr schnelle Registrierungen gezeigt haben) bei positiver Kammer kurz, bei negativer lang, und bedingt daher die kleinere bzw. größere Empfindlichkeit beider Anordnungen und den Umstand, daß die Anodenstromstärkenänderungen nicht streng proportional der Ionenzahl sind, sondern auch in geringem Maße von ihrer Wanderungsgeschwindigkeit abhängen. Wir können jedoch diesen Fehler, der bei negativer Kammerladung verschwindend ist, vernachlässigen, so daß der ganze Vorgang als ein rein statischer angesehen werden kann. Daß dies der Fall ist, läßt sich durch folgende Näherungsrechnung darlegen:

Angenommen, der Ionenstrom einer α -Partikel fließe gleichmäßig an die Elektrode der Ionisationskammer, was bei der Anordnung von Fig. 2 ungefähr zutreffen würde; d. h. von den gebildeten Ionen eines α -Strahls gelangen in der Zeit dt stets gleichviel an die Elektrode. Wenn alle Ionen nach der Zeit T entladen sind, hört der Strom i plötzlich auf. Die in

1) Es gibt jedoch bald eine obere Grenze für die Registriergeschwindigkeit, und zwar ist sie nicht in der Trägheit des Oszillographen zu suchen, sondern in der „Erholungsfähigkeit“ des Gitters der Aufnahmelampe. Daher ist bei positiv geladener Kammer die mögliche Registriergeschwindigkeit eine viel größere als bei negativer Kammerladung. Bei der letzteren liegt die Grenze schon bei etwa 6 Teilchen pro Sekunde.

diesem Moment erzielte Potentialänderung V ergibt sich aus der Gleichung der Aufladung

$$C \frac{dV}{dt} = i - \frac{V}{W},$$

worin C die Kapazität des Systems, W den Gitterableitwiderstand bedeutet. Es folgt hieraus für die Potentialerhöhung

$$V_T = iW \left(1 - e^{-\frac{T}{CW}} \right).$$

Von diesem Moment an wird das Potential des Gitters wieder sinken. V_T ist also die maximal erzielte Erhöhung. Man sieht nun unmittelbar, daß V für T/CW klein, wird

$$V_T = \frac{iT}{C},$$

d. h. V ist der gesamten Ionenladung iT proportional, wie im Falle vollkommener Gitterisolation. Die Bedingung hierfür ist also T/CW klein. Nun ist T schon bei einer Kammer Spannung von 100 Volt nur etwa $\frac{1}{400}$ sec. (Meistens aber bei 1000 Volt, $\frac{1}{4000}$ sec.) Denn bezeichnet man die Ionisierungsstrecke mit a , so ist

$$a = u \left(\frac{V}{a} \right) T,$$

wo u die Ionenbeweglichkeit. Das gibt, u zu 1 cm/sec/Volt angenommen, C zu 10 cm und W zu 10^{11} Ohm geschätzt, den Wert

$$\frac{T}{CW} = \frac{\frac{1}{400} \cdot 9 \cdot 10^{11}}{10 \cdot 10^{11}} = \frac{1}{440}.$$

Daraus ist zu schließen, daß die maximale Spannungsänderung des Gitters selbst bei noch geringerem Ableitwiderstand (etwa 10^9 oder 10^8 Ohm) die Ionenzahl mißt. Dieser Änderung geht die Amplitude des Stromstoßes im Anodenkreis proportional. Damit nun bei weiterer Verstärkung diese Proportionalität gewahrt bleibt, dürfen keine Transformatoren in der Apparatur vorkommen. Demzufolge wurde auch die reine Widerstandsverstärkung angewendet.

Der Wirkungsunterschied der beiden Verstärkungsarten (mit oder ohne Transformatoren) kann aus folgender Darstellung der Vorgänge ersehen werden:

Wir nehmen an, wir hätten eine gegebene Anzahl Luftionen, die einmal in der Zeit T , das andere Mal in der Zeit $T/2$ auf die Gitterelektrode fallen. Fig. 5 veranschaulicht dann rein schematisch deren Potentialverlauf in Funktion der Zeit. Wir nehmen hierbei zur Vereinfachung an, daß die Neutralisation gleichmäßig über die Gitterisolation erfolge, während natürlich in Wirklichkeit die Ladung nach einem exponentiellen Gesetz abnimmt. Wir stellen diese, im Verhältnis zu T große Zeit durch die willkürlich gewählte

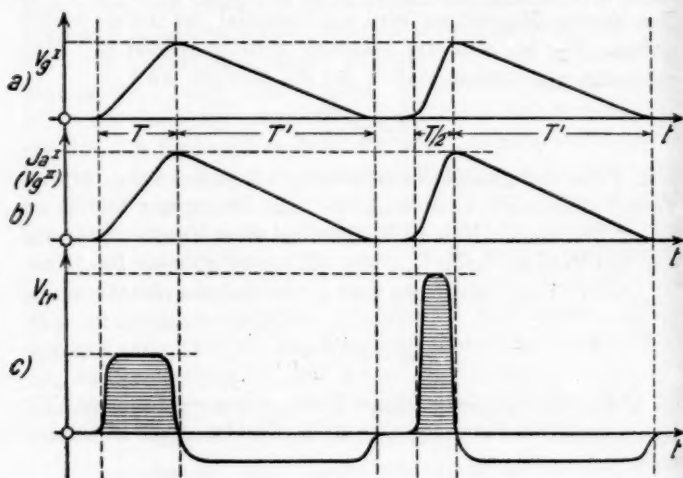


Fig. 5

Strecke T' dar. (Für negative Kammerladung). Vernachlässigen wir dann T gegenüber T' , was nach dem früheren berechtigt ist, so werden, wie in Fig. 5 eingezeichnet, die beiden Potentialmaxima einander gleich. Diese Potentialänderungen des Gitters bewirken im Anodenkreis der Aufnahmelampe ebenso langandauernde, konforme Stromstärkenänderungen. Dementsprechend sind in Fig. 5 auch diese Maxima gleich groß (alles übrigens in willkürlichem Maßstab aufgezeichnet). Schalten wir dagegen, als Kopplungsglied für die nächste Verstärkerröhre, einen Transformator in den Anodenkreis der Aufnahmelampe, dann gibt die Kurve in

Fig. 5c den Strom- bzw. den Spannungsverlauf auf dessen Sekundärseite an. Da die Aufladungszeit des Gitters in einem Fall T sec, im anderen nur $T/2$ sec beträgt, so verhalten sich die beiden induzierten Maximalspannungen wie 1:2.

Ein Oszillograph, der die *Amplitude* des Stromstoßes anzeigt, würde also für den Fall von Fig. 5c ganz verschiedene Ausschläge geben je nach der Dauer der Ionenentladung. Aber auch im Falle eines ballistischen Galvanometers, welches das *Integral* des Stromimpulses mißt, würden verschiedene Ausschläge resultieren. Bei einem eisenfreien Transformator würden allerdings die beiden schraffierten Flächenstücke in Fig. 5c (und somit auch die Ausschläge) stets gleich groß ausfallen, und zwar, wie sich leicht zeigen läßt, auch bei einer beliebigen Stromkurve für J_a . Bei Eisentransformatoren dagegen ist das Übersetzungsverhältnis kein konstantes, ein Umstand, der z. T. für die bekannte Verzerrung des radiotelephonischen Empfangs verantwortlich gemacht wird. Hier wird ja aus demselben Grunde vielfach die Widerstandsverstärkung bevorzugt. Für rasche Registrierung kommt im übrigen das ballistische Galvanometer überhaupt nicht in Betracht. Große Registriergeschwindigkeit ist aber nicht nur aus Zeitersparnis sehr erwünscht, sondern es spielen dann auch die unvermeidlichen sporadisch auftretenden Impulse¹⁾ nur noch eine untergeordnete Rolle. Zweckmäßig ist daher die Verwendung eines Saitengalvanometers²⁾ oder eines Schleifenzosillographen. In diesem Falle wird die Stromamplitude gemessen, und zur Wahrung der Proportionalität mit der entladenen Ionenmenge ist dann die Widerstandsverstärkung anzuwenden.

Die Vorteile unserer Anordnung lassen sich etwa wie folgt zusammenfassen:

1. Die Ausschläge sind proportional der Anzahl der entladenen Luftionen in der Kammer, und sind in weiten Grenzen unabhängig vom zeitlichen Verlauf des Ionenvorganges. Es läßt sich demnach der richtige Verlauf der Sättigungskurve an einzelnen Partikeln bestimmen.

1) Auch unter günstigen Bedingungen traten immer noch 1—3 Impulse/min auf.

2) H. Greinacher, a. a. O. 1926.

2. Wählt man eine Kammerspannung, die mindestens gleich der Sättigungsspannung ist, so sind die Ausschläge proportional der *gebildeten* Ionenzahl. Die Spannung braucht weder genau gemessen zu sein, noch braucht sie konstant gehalten zu werden.

Der einzige Nachteil, den man bei der Widerstandsverstärkung mit in Kauf nehmen muß ist der, daß im allgemeinen zur Erzielung der gleichen Endverstärkung eine größere Lampenzahl (Stufen) notwendig ist, als bei der Anwendung von Transformatoren.

Der Gesamtverstärkungsfaktor unserer Apparatur wurde in folgender Weise bestimmt: Ein Glimmerkondensator von 0,131 MF konnte durch eine Wippe einerseits an eine Batterie angeschlossen, und darauf direkt an die Klemmen des Oszillographen gelegt werden. Die bei 40 Volt Aufladung beobachteten Ausschläge (1 cm) entsprachen in der Größe denjenigen, die man vermittels der Verstärkerapparatur aus α -Teilchen erzeugen konnte, wenn diese in der Kammer eine Ionisierungsstrecke von 0,5 cm durchliefen. Rechnet man für die ganze Bahn eines α -Teilchens von der Reichweite von 4 cm im Mittel 160 000 Ionenpaare, so fallen auf 0,5 cm 20 000. Diese 20 000 an die Elektrode wandernden Ionen transportieren eine Elektrizitätsmenge von

$$20\,000 \cdot 1,59 \cdot 10^{-19} = 3,18 \cdot 10^{-15} \text{ Cb.}$$

Andererseits hatte der oben erwähnte Kondensator *vor* der Entladung die Elektrizitätsmenge von $5,24 \cdot 10^{-6}$ Cb. aufgenommen. Somit bildet das Verhältnis beider den Gesamtverstärkungsfaktor der Apparatur (in bezug auf Ladungsmengen). Er beträgt folglich

$$\frac{5,24 \cdot 10^{-6}}{3,18 \cdot 10^{-15}} = 1,65 \cdot 10^9.$$

Man sieht danach auch, wie relativ wenig empfindlich der Oszillograph war, eine Eigenschaft, die natürlich mit der Forderung hoher Eigenschwingungszahl Hand in Hand ging. Die im folgenden wiedergegebenen Registrierungen entsprechen Stromimpulsen von der Größenordnung eines Milliampere und mehr.

Was die Nullpunktsschwankungen anbelangt, sind diese nie ganz zum Verschwinden zu bringen. Sie hängen in hohem Maße von der Güte des elektrischen und vermutlich auch des magnetischen Schutzes ab, so daß man sie möglicherweise durch Anwendung eines genügend dicken Eisengehäuses auf noch bedeutend kleinere Werte herunterdrücken könnte. (Vermeidung jeglicher magnetischen Induktion von benachbarten niederfrequenten Wechselfeldern.) In unseren Versuchen, wo als Schutz Aluminium verwendet wurde, betrugen jedoch die Nullpunktsschwankungen im ungünstigsten Fall nur etwa 4—5 Proz. der Registrierausschläge. Die Nullpunktsschwankungen sind auch in hohem Maße von der Heizung der Aufnahmelampe abhängig. Eine schwächere Heizung und damit verbunden eine geringe Anodenspannung¹⁾ für die Aufnahmelampe wirken in diesem Sinne günstig. Die relativ breiten Nulllinien der nachfolgenden Registrierungen rühren nicht etwa von Nullpunktsschwankungen her, sondern sind das Resultat einer optischen Überstrahlung, indem das lichtempfindliche Papier, bei der langsamen Rotation der Trommel, auf der Nulllinie viel zu lange exponiert wurde. Dieser Haloeffekt (Lichthof) trat in Fällen normaler Exposition nicht ein. (Schnelle Registrierung).

Die auf sämtlichen Registrierausschlägen des Oszillographs mehr oder weniger gut erkennbaren Haltepunkte des Lichtzeigers haben allem Anschein nach ihre Ursache in der Aufnahmelampe. (Jedenfalls nicht im Oszillographen). Der Grund dafür scheint der, daß das erste Gitter bei jedem Stromimpuls äußerst feine mechanische Schwingungen ausführt, die natürlich dementsprechende Kapazitätsänderungen mit sich bringen, so daß dadurch dem Anodenstrom ein sinusähnlicher Wechselstrom überlagert wird, der dann weiter

1) Es sei bemerkt, daß auch hier Glühdrahtspannung und Anodenspannung im gleichen Sinne zu variieren sind, um ein gutes Arbeiten der Lampe zu erzielen. So ergab sich bei der von mir verwendeten Telefunkenlampe bei etwa 80 prozentiger Normalheizung eine Anodenspannung von 0 Volt, d. h. die Anode war über den äußeren Widerstand direkt mit dem positiven Glühfadenende verbunden. Dabei waren die α -Ausschläge nur noch $\frac{1}{4}$ — $\frac{1}{5}$ derjenigen, die mit 40 Volt Anodenspannung zu erhalten waren. Dafür aber waren die Nullpunktsschwankungen prozentual kleiner.

verstärkt wird. Es hat sich gezeigt, daß die Periode dieser Schwingungen immer dieselbe ist, ganz unabhängig von der mechanischen Spannung der Oszillographenschleife. Es gelang, diese Schwingung zu registrieren. Aufn. 1, Taf. XXI zeigt ein Stück eines bei 44 cm/sec Geschwindigkeit erhaltenen Registrierstreifens. Man erkennt deutlich eine Grundschiwingung von etwa 70 Per./sec, — die also deutlich von einer eventuellen Induktion der Lichtleitung (40 Per.) abweicht, — mit zeitweise stärkerem oder schwächerem Hervortreten von Oberschwingungen. In Aufn. 2, Taf. XXI sind einige α -Ausschläge bei einer Registriergeschwindigkeit von 35 cm/sec wiedergegeben, welche zeigen sollen, daß nach dem eigentlichen α -Impuls (erster sehr steiler Anstieg der Kurve, der immer ganz glatt verläuft) eine Anzahl abklingender Schwingungen auftreten, welche die erwähnten Haltepunkte erzeugen. Man erkennt (aus der Registriergeschwindigkeit), daß letztere nur von Oberschwingungen der oben angegebenen Grundfrequenz von 70 herrühren können. Daß bei allen nachstehenden Versuchen der Oszillograph vollkommen aperiodisch arbeitete, erkennt man aus der Aufn. 3, Taf. XXI, welche die mit unterbrochenem Gleichstrom aufgenommene Dämpfungskurve darstellt.

Der Grund für die Annahme einer ursprünglich mechanischen Schwingung des Gitters der Aufnahmelampe ist der, daß die ganze Apparatur (die Schwingungen des Apparates haben keine Analogie mit denjenigen einer als Generator wirkenden Dreielektrodenröhre, schon aus dem Grunde nicht, weil die ersteren gedämpft sind) auf akustische Störungen stark empfindlich war, hauptsächlich aber auf reine Töne ganz bestimmter Frequenz bzw. auf einen Grundton und seine Obertöne ansprach, und dies auch dann, wenn kein Telephon in die Apparatur eingeschaltet war.

Eine ähnliche Empfindlichkeit gegen Erschütterungen, Geräusche und Töne wurde schon von Greinacher¹⁾ beschrieben, nur mit dem Unterschied, daß dort das Schwingen des ganzen Apparates infolge Rückwirkung der Transformatoren sich sehr leicht zu einem bleibenden Maximum aufschaukelte. Diese Erscheinung trat bei der neuen Anordnung

1) H. Greinacher, a. a. O. 1926.

nicht ein, vermutlich wegen der Abwesenheit jeglicher relativ niederohmiger Selbstinduktionen. Die primäre Erregungsursache für das Entstehen dieser Schwingungen ist aber höchstwahrscheinlich in beiden Anordnungen dieselbe.

II. Versuche und Ergebnisse

1. Prüfung der Apparatur

a) Tropfenversuch

Wie schon in der Einleitung bemerkt, ergaben die Aufzeichnungen des Registrierapparates sehr verschiedene Werte für die Wirkung einzelner α -Teilchen gleicher Geschwindigkeit und Reichweite. Es ist a priori nicht klar, warum die Strahlen, die doch in der Ionisierungskammer gleichlange Bahnen durchlaufen, nicht auch gleichviel Ionen bilden sollen. Denn die durchschnittliche Zahl der gebildeten Ionenpaare beträgt immerhin pro Zentimeter Bahnlänge etwa 40000. Kleine Differenzen in der Registrierung wären denkbar, nicht aber solche bis 500 Proz. Es hatte daher den Anschein, daß dies auf einem Fehler der Nachweisapparatur beruhe. Es war daher von großer Wichtigkeit, ein für allemal festzustellen, ob die Versuchsanordnung an und für sich, getrennt von dem Ionenvorgang, immer gleich arbeitet, und festzustellen, ob die erhaltenen Ausschlagsgrößen unabhängig voneinander stets gleich groß ausfallen. Es handelte sich also darum, dem Gitter der Aufnahmelampe genau reproduzierbare Potentialschwankungen zu erteilen und zu konstatieren, ob unter sonst unveränderten Versuchsbedingungen, stets gleiche Ausschläge erhalten werden. Nach mehreren erfolglosen Versuchen mit pendelartigen Anordnungen lieferten uns schließlich herabfallende geladene Flüssigkeitstropfen die gegebene Methode. Wie aus Fig. 6 hervorgeht, wurde das Gitter der Aufnahmelampe mit einem kleinen Faradayschen Eimer verbunden, dessen Boden, um das Herausspritzen der Flüssigkeit zu vermeiden, mit einem Wattebausch bedeckt war. (Selbstverständlich befand sich dieser Eimer innerhalb des elektrischen Schutzes der ganzen Apparatur.)

In diesen Eimer fielen Wassertropfen von einer gewissen Höhe durch ein am Schutzkasten befindliches Loch herab aus einer isoliert aufgestellten Flasche mit Ausflußkapillare.

Die Flasche konnte auf ein beliebiges konstantes Potential geladen werden¹⁾, so daß die herabfallenden Tropfen, ihrer gleichbleibenden Größe entsprechend, immer die gleiche Elektrizitätsmenge transportierten. Durch passende Wahl des Flaschenpotentials und der Fallhöhe konnte man sowohl die Ladung der Tropfen, als auch die Aufladungszeit des Gitters immer derart wählen, daß sie dem wirklichen, durch α -Strahlen erzeugten Ionenvorgang möglichst entsprachen.

Um nun den Beweis zu leisten, daß die Inhomogenität der α -Ausschläge nicht in der Nachweisapparatur ihre Ur-

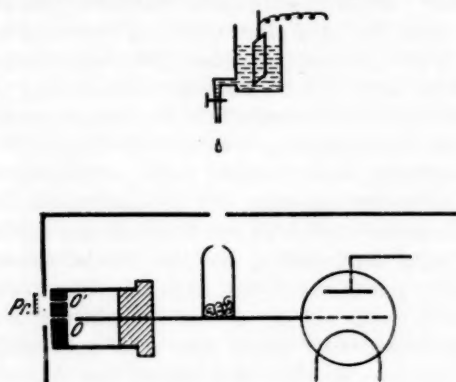


Fig. 6

sache hat, wurden nacheinander folgende Registrierungen vorgenommen:

1. Nur mit geladenen Tropfen.
2. Mit Tropfen und α -Teilchen zugleich.

Die Versuchsbedingungen waren beidemal genau dieselben. Kammer Spannung — 1500 Volt, Feldstärke in der Kammer etwa 1500 Volt/cm. Tropfen in Zeitabständen von etwa 2 Sek. Bestrahlung durch O' in Fig. 6. Die erhaltene Aufnahme ist Nr. 4, Taf. XXII. Man ersieht hieraus, daß die Ausschläge mit Tropfen stets gleich groß ausfallen, während auch hier wieder die α -Teilchen ganz inhomogene Ausschläge liefern. Als Prä-

1) Sie wurde gewöhnlich mit der Ionisierungskammer verbunden.

parat wurde bei diesem Versuch „A“ gewählt. Dabei ist zu bemerken, daß die von „A“ ausgesandten β -Teilchen auf die Registrierung keinen Einfluß haben.¹⁾ Im übrigen ist nicht nur die *Amplitude* der Tropfenausschläge konstant, sogar der eigenartige zeitliche Verlauf der Aufladung wird stets gleich wiedergegeben. (Vgl. den anfänglich in entgegengesetzter Richtung erfolgenden Ausschlag.) Auch hier treten Haltepunkte des Lichtzeigers, beruhend auf superponierten Schwingungen, auf. Eine etwas raschere Registrierung (Aufn. 5 Taf. XXII) möge die Schwingungen noch deutlicher zeigen. Hier war hinter die letzte Verstärkerlampe ein Transformator geschaltet. Man erkennt daher infolge mangelnder Gleichrichtung Induktion und Gegeninduktion; dann aber, daran anschließend, die gedämpften Oszillationen, die hier ebenfalls stets vollkommen gleich auftreten. Also selbst im Falle eines Transformators arbeitet die Apparatur stets gleichmäßig.

b) Mittelwertsregistrierungen

Nach allem war anzunehmen, daß die Inhomogenität der Ausschläge einer ungleichen Ionisierung der einzelnen α -Teilchen zuzuschreiben war. Um dieses Resultat aber noch weiter zu erhärten, wurde eine Mittelwertsregistrierung vorgenommen. In der Voraussetzung, daß der statistische Mittelwert einer größeren Anzahl Ausschläge praktisch stets gleich groß ist, waren dann mehr oder weniger konstante Amplituden zu erwarten. Die Anordnung war so getroffen, daß das Präparat „B“ sehr nahe an die größere Öffnung *O* der in Fig. 7 schematisch wiedergegebenen Kammer gesetzt wurde, so daß in der Zeiteinheit eine große Anzahl Teilchen in diese gelangen konnten. Damit der Effekt jedes einzelnen α -Teilchens nicht zu groß ausfiel²⁾, wurde die Ionisierungsbahn durch Verschieben der Mittelelektrode auf 1 mm herabgesetzt. Die Spannung war wieder so gewählt, daß die Feldstärke größer als diejenige für die Sättigung war.

Normalerweise war die Öffnung *O* der Kammer (über die eine Aluminiumfolie von 0,007 mm Dicke gespannt war) durch

1) Vgl. H. Greinacher, a. a. O. 1926 und 1927.

2) Vgl. S. 883, Zeile 28.

eine Blende verdeckt und wurde nur für kurze Zeit, durch eine torsionspendelartige Anordnung periodisch freigegeben. Die Zeit, während welcher die Öffnung frei lag, betrug etwa $\frac{1}{20}$ Sek., und in dieser Zeit traten ungefähr 60 α -Teilchen in die Kammer. (Berechnet aus der Größe der Öffnung und der Stärke des Präparats.) Dadurch, daß die Aufnahmelampe für diese

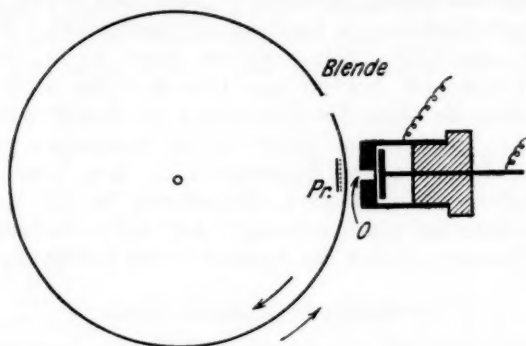


Fig. 7

sehr rasch aufeinanderfolgenden gleichgerichteten Impulse zu träge war, zeigte der Oszillograph deren Mittelwert an. Auch diese Aufn. 6 (Taf. XXIII) ist ein Beweis für die Zuverlässigkeit der Apparatur, da die Ausschläge hier, wie vorausszusehen, ungefähr gleich groß ausfielen. Für vollkommene Gleichheit wären natürlich entsprechend mehr Teilchen notwendig.

c) Aufnahme einer Sättigungsstromkurve

Um die einwandfreie Funktion der Apparatur darzutun, wurden mit der vorbeschriebenen Anordnung noch Sättigungsstromkurven aufgenommen. In Fig. 8 ist diejenige für Luft dargestellt. Der richtige Verlauf dieser Kurven zeigte, daß die Methode tatsächlich quantitative Ionisierungsmessungen erlaubt. Wie erwartet, erhält man insbesondere Sättigung oberhalb einer gewissen Feldstärke, im Gegensatz zur Verstärkeranordnung mit Transformatoren, wo der Ausschlag mit zunehmender Feldstärke stets weiter wächst. Aus den Kurven ließ sich zudem für die späteren Versuche entnehmen, welche

Kammerspannungen zum mindesten für quantitative Registrierungen zu benützen waren.

Die Sättigungskurven wurden durch Mittelwertsregistrierungen, gemäß dem vorangehenden Abschnitt, ermittelt. Aber auch bei den Registrierungen von einzelnen α -Teilchen ließ sich feststellen, daß die mittleren Ausschläge oberhalb der Sättigungsspannung dieselben blieben. Auch die Inhomogenität blieb unverändert. Allzu hohe Feldstärken mußten indessen

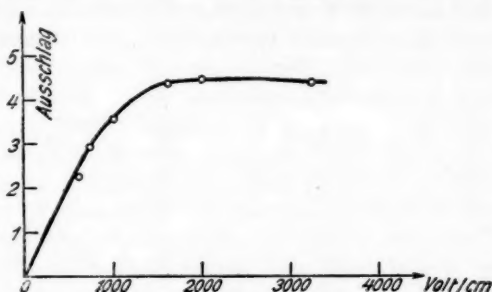


Fig. 8

vermieden werden (untersucht wurden die Ausschläge bis zu Feldstärken von 30000 Volt/cm), da sich Kriechentladungen über die isolierenden Teile der Ionisierungskammer bemerkbar machten. Hierdurch entstanden starke Nullpunktsschwankungen.

2. Untersuchungen über die Inhomogenität der Registrier-ausschläge

a) Allgemeines über die Ausführung der Versuche und die Darstellung der Ergebnisse

In sämtlichen nachfolgenden Versuchen wurde die in Fig. 2 wiedergegebene Ionisierungskammer verwendet. Die Eintrittsöffnung für die Strahlen war innen mit einer 0,007 mm dicken Aluminiumfolie bedeckt. Der Abstand der Innenelektrode von der Vorderwand der Kammer betrug 0,5 cm, so daß von der ganzen Bahn eines α -Teilchens nur 0,5 cm zur Ionisierung ausgenützt wurde.

Bei Anwendung verschiedener Gasfüllungen der Kammer wurden die betreffenden Gase vor jeder Registrierung mindestens $\frac{1}{4}$ Stunde in langsamem Strome durch die an der Kammer

angebrachten seitlichen Rohransätze hindurchgeleitet, und wurde der Gasstrom erst kurz vor dem eigentlichen Versuch, durch beidseitiges Absperren der Rohrleitungen abgestellt. Der Gasdruck war somit während des Versuchs konstant und ziemlich gleich dem Atmosphärendruck. Ein ständiges Durchströmenlassen der Gase während des Versuchs hat den Nachteil, daß die Nullpunktsschwankungen bedeutend größer werden, so daß die Registrierausschläge ungenauer ausgewertet werden können. Bei Anwendung gewöhnlicher Zimmerluft als Kammerfüllung wurde diese ebenfalls mindestens $\frac{1}{4}$ Stunde lang mittels

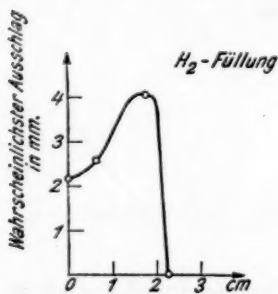


Fig. 9

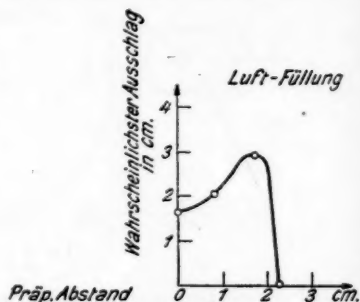


Fig. 10

einer Wasserstrahlpumpe durch die Kammer gesaugt. Bei Gasgemischen, wie Wasserstoff-Stickstoff, wurden die Komponenten am Vortage des Versuchs hergestellt und nach der Durchmischung in einem Gasometer aufbewahrt.

Da die Ausschläge für die α -Teilchen in ihrer Größe davon abhängen, welchen Teil ihrer Bahn zur Ionisierung verwendet wird, so war es zur Orientierung nötig, die Ionisierung als Funktion des Präparatabstandes zu bestimmen. Es wurden zwei diesbezügliche Kurven für Wasserstoff und für Luft ermittelt (Figg. 9 u. 10). In diesen ist als Abszisse der Abstand des Präparats von der Kammerwand eingetragen. Der Weg, den die Teilchen vor Eintritt in den Ionisierungsraum zurückgelegt hatten, war dann gleich diesem Abstand plus dem Luftäquivalent der Al-Folie von 0,007 mm (d. h. gleich 1,3 cm) plus der Länge des Blendenkanals von 5 mm. Also insgesamt Abstand plus 1,8 cm. Als Ordinaten wurden in beiden Kurven

die wahrscheinlichsten Ausschläge eingetragen, welche aus einer größeren Anzahl Einzelmessungen ermittelt wurden.

Außer der verschiedenen Gasfüllung sind die Bedingungen bei beiden Kurven genau dieselben: Kammerfeldstärke 2000 Volt/cm, Ionisierungslänge in der Kammer 0,5 cm. Bei einem Druck von durchschnittlich 715 mm können wir die Reichweite der α -Strahlung aus Polonium (Präparat „B“), den Wert 4,05 cm annehmen.

Beide Kurven zeigten den charakteristischen Verlauf der Ionisierungskurve¹⁾ (Braggsche Kurve) hier mit dem Maximum bei 1,7 cm. (Aus ihrer Form ergibt sich auch, daß die verwendete Strahlenquelle homogene α -Strahlen aussendet.) Um bei den späteren Versuchen von einer eventuellen kleinen Reichweitestreuung unabhängig zu sein, wurde das Präparat im folgenden etwas näher (Abstand 1,5 cm) an die Kammer gesetzt. Ferner wurde für alle nachfolgenden Registrierungen die Kammerspannung durchwegs negativ und von der Größe von 1000—2000 Volt gewählt. Die Feldstärke betrug folglich 2000—4000 Volt/cm, war also laut den früher aufgenommenen Sättigungskurven, erheblich über dem Sättigungswert. Im übrigen sind die Absolutwerte der Ausschläge bei Luft und Wasserstoff nicht ohne weiteres miteinander zu vergleichen, da die Meßempfindlichkeit (wegen des genauen Auswertens der sehr kleinen Ausschläge mit Wasserstoff) bei Wasserstoff größer gewählt werden mußte. Aber auch wenn diese nicht willkürlich geändert wird, so können die Ausschläge auf verschiedenen Registrierstreifen nicht immer ohne weiteres absolut verglichen werden. Da die Auswechslung der Gasfüllung der Kammer mindestens $\frac{1}{4}$ Stunde in Anspruch nahm, hatte man immer damit zu rechnen, daß sich die Empfindlichkeit der Verstärkungsapparatur inzwischen etwas geändert hatte. Es genügt nicht etwa den Heizstrom und die Anodenspannung zu kontrollieren, um eine Gewähr für die Konstanz des Verstärkungsfaktors der gesamten Anordnung zu erhalten. Bei der angewandten hohen Verstärkung und der großen Stufenzahl können sehr geringe Unterschiede der Betriebsbedingungen an einzelnen Lampen

1) Diese erscheint hier nach links hin wegen des Reichweiteverlustes von 1,8 cm vorzeitig abgeschnitten.

unter Umständen nicht unerhebliche Schwankungen des Gesamtverstärkungsfaktors zur Folge haben. Immerhin sind diese langsamen Änderungen so mäßig, daß der Verstärkungsfaktor innerhalb der Zeit einer einzelnen Registrierung (einige Sekunden bis eine Minute) als konstant angesehen werden kann. Die Hauptursache dieser Schwankungen der Empfindlichkeit liegt darin, daß die Bedingungen, unter denen die Röhren hier arbeiten (hauptsächlich der ersten und der letzten), im betriebswarmen Zustand anders waren als kurz nach ihrer Einschaltung. Es empfahl sich daher, die ganze Apparatur schon etwa eine Stunde vor der ersten Registrierung in Betrieb zu setzen (Heiz- und Anodenstrom). Die folgende Tabelle gibt die Größe des wahrscheinlichsten Ausschlages (bestimmt aus einer größeren Anzahl gemessener Ausschläge), in Abhängigkeit von der Zeit, vom Augenblick des Einschaltens an gerechnet:

	Wahrscheinlichster Ausschlag in mm
Kurz nach dem Einschalten d. Lampen	27,0
Nach 10 Minuten	18,0
Nach weiteren 10 Minuten	12,65
„ „ 10 „	12,05
„ „ 20 „	11,9
„ „ 10 „	11,8
„ „ 30 „	11,1
„ „ 10 „	11,6

Es handelte sich nun darum, aus den photographischen Registrierungen die Verteilungskurven für die Ausschläge zu erhalten. Da die Zahl der Registrierausschläge pro Aufnahme variierte, und auch die mittleren Ausschläge in verschiedenen Gasen verschieden waren, so waren überdies die Kurven aufeinander zu reduzieren. Alle Kurven sollten für die gleiche Teilchenzahl (z. B. 100) und denselben wahrscheinlichsten Ausschlag (z. B. 10 mm) wiedergegeben werden. Dabei fallen die Maxima, entsprechend der Größenverteilung, verschieden hoch aus. Um daher die unmittelbare Vergleichung der Streuung durch Vergleich der Kurvenbreiten zu gestatten, wurden die Kurven nachträglich auf eine gemeinschaftliche Höhe reduziert, d. h. die Kurven wurden dargestellt für die gleiche Häufigkeit des wahrscheinlichsten Ausschlages. In dieser Darstellung verlieren dann die Abszissen ihren absoluten Charakter.

Nachfolgend sei als Beispiel die Auswertung einer Registrierung für Luft als Kammerfüllung, unter den gleichen Bedingungen wie die späteren Aufnahmen mit anderen Gasen, mitgeteilt. Die ganze Aufnahme weist 160 Ausschläge von einer mittleren Größe von 8—9 mm auf. Durch Anlegen eines Maßstabes konnten die verschiedenen Ausschläge auf etwa 0,5 mm genau gemessen werden. Wir mußten folglich immer auf ganze oder halbe Millimeter auf- bzw. abrunden. Die Meßgenauigkeit beträgt also $\pm 0,25$ mm oder absolut 0,5 mm. Man erhielt so die Zahlen der Kolonnen II und III.

Aus den Kolonnen II und III ließe sich unmittelbar die

I Intervall	II III		IV		V	
	Gemess. Größe	Ausschl. Anzahl	Anzahl Z'	der Ausschläge im Interv. 1 mm Intervall	Z''	Intervall
2,75— 3,25	3,0	1	1	2,75— 3,75	0	3,25— 4,25
3,25— 3,75	3,5	0				
3,75— 4,25	4,0	0	1	3,75— 4,75	1	4,25— 5,25
4,25— 4,75	4,5	1				
4,75— 5,25	5,0	0	1	4,75— 5,75	5	5,25— 6,25
5,25— 5,75	5,5	1				
5,75— 6,25	6,0	4	10	5,75— 6,75	18	6,25— 7,25
6,25— 6,75	6,5	6				
6,75— 7,25	7,0	12	30	6,75— 7,75	42	7,25— 8,25
7,25— 7,75	7,5	18				
7,75— 8,25	8,0	24	61	7,75— 8,75	71	8,25— 9,25
8,25— 8,75	8,5	37				
8,75— 9,25	9,0	34	47	8,75— 9,75	19	9,25—10,25
9,25— 9,75	9,5	13				
9,75—10,25	10,0	6	9	9,75—10,75	3	10,25—11,25
10,25—10,75	10,5	3				

Total 160 Ausschläge.

Verteilungskurve entnehmen. Denn die in III angegebenen Zahlen geben auch an, wieviel Ausschläge in die Intervalle 2,75—3,25; 3,25—3,75 usw. hineinfallen. Um sie für das Intervall 1 mm umzurechnen, wären sie alle mit 2 zu multiplizieren und als Ordinaten aufzutragen. Man erhielte dann die Kurve Fig. 11 (a). Immerhin ist zu bemerken, daß die Meßgenauigkeit im Verhältnis zu den Intervallen von $\frac{1}{2}$ mm eine so geringe ist, daß die Verteilungskurve keinen großen Anspruch auf Genauigkeit erheben kann. Zumal ist die Höhe des Maximums durch die Meßfehler stark beeinflußt. Es hätte

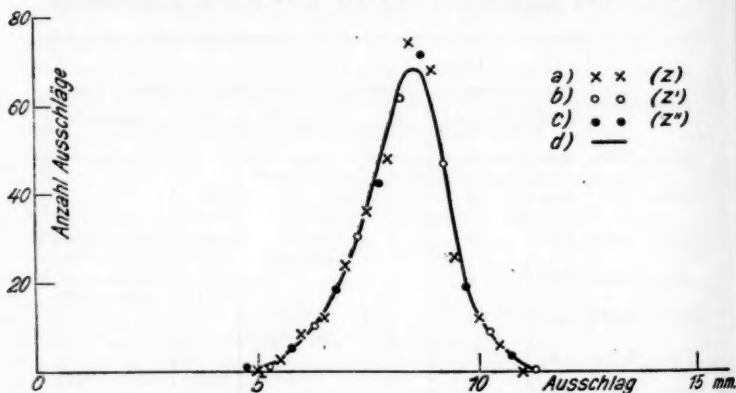


Fig. 11

sich versuchen lassen, eine genauere Kurve, durch Aufnahme einer zweiten Meßreihe für die Intervalle 2,5—3,0; 3,0—3,5 usw., zu erhalten, eine Kurve, die dieselbe Berechtigung wie die erste gehabt hätte. Durch Mittelbildung aus beiden Meßreihen hätte sich dann eine genauere Mittelkurve gewinnen lassen. Diese mühsame Auswertung hätte aber doch die beschränkte Meßgenauigkeit nicht wettmachen können.

Es wurde daher als Meßintervall 1 mm genommen. Dafür wurden zwei Meßreihen mit um $\frac{1}{2}$ mm gegeneinander verschobenen Intervallen aufgenommen. Indem man das Mittel aus den beiden (gleichberechtigten) Meßreihen nahm, wurde eine mittlere Kurve erhalten, bei der dann die Meßfehler nicht mehr in dem starken Maße hervortraten. Insbesondere waren

die Maxima zuverlässiger, was bei der Umrechnung der verschiedenen Kurven auf gleiche Maxima wichtig war. Die vorhandene Meßreihe mit der Ausmessung von $\frac{1}{2}$ zu $\frac{1}{2}$ mm wurde also einfach anders interpretiert. Dies möge durch die angeführte Tabelle veranschaulicht werden. Während Kolonne III (Z) die Kurve Fig. 11a ergibt, geben Kolonne Z' und Z'' , welche Z für die Intervalle 1 mm angeben, die Kurve b und c .

Die Mittelwertskurve ist dann die Kurve d . Man sieht, daß das Verfahren im Sinne einer Verflachung des Maximums wirkt, und allgemein eine gewisse Nivellierung der Unregelmäßigkeiten herbeiführt. Diese Art der Auswertung haben wir bei allen Registrierungen durchgeführt. Die weitere Reduzierung der Kurven auf gleiche Höhen haben wir bereits erwähnt. Dann stellen die Kurven die Häufigkeiten der einzelnen Ausschläge in bezug auf die Häufigkeit des wahrscheinlichsten Ausschlages dar. Die Breiten (z. B. in mittlerer Höhe) sind dann direkt den relativen Streuungen proportional.

b) Die Inhomogenität in Abhängigkeit von der Gasfüllung

Wasserstoff. Wie aus dem eben angeführten Beispiel für Luft als Kammerfüllung hervorgeht, ergibt sich bei diesem Gas eine ziemlich beträchtliche Streuung der Ionisationswirkung von einzelnen α -Teilchen. Es war nun denkbar, daß bei Anwendung einfacherer Gase als Kammerfüllung die Streuung der Ausschlagsgröße eine geringere würde. Gerade der Wasserstoff mußte in dieser Hinsicht Interesse bieten. Es ergab sich aber, wie schon bemerkt, daß unter den gleichen Bedingungen wie bei Luft, die Ausschläge im Mittel etwa 7 mal kleiner ausfielen, so daß die Nullpunktsschwankungen prozentual viel stärker ins Gewicht fielen. Sie betrugen in ungünstigen Fällen 30—35 Proz. Mit solch schlecht definierten Ausschlägen war natürlich quantitativ wenig anzufangen. Hier konnte auch eine Vergrößerung der Ausschläge durch Erhöhung des Verstärkungsgrades nicht helfen. Immerhin sieht man aus der Aufn. 8, Taf. XXIV, daß hier eine ähnliche Inhomogenität vorliegt wie bei der Anwendung von Luft (Aufn. 7, Taf. XXIII). Den Grad der Inhomogenität hingegen, können wir jedoch erst später aus Analogieschlüssen entnehmen. Der bei dieser Aufnahme

verwendete Wasserstoff war im übrigen auf chemischem Wege aus Zink und Salzsäure dargestellt, mit Wasser gewaschen und über Phosphorpentoxyd getrocknet.

Sauerstoff. Weiterhin wurden Aufnahmen mit Sauerstoff gemacht. Dieser wurde nach einer Vorschrift von J. Habermann¹⁾ auf elektrolytischem Wege dargestellt, und durch Überleiten über frische Kautschukstücke und vorheriges Trocknen mit Phosphorpentoxyd, sowohl von Ozon wie auch von Wasserdampf befreit. Aufn. 9, Taf. XXIV, gibt eine Aufnahme für

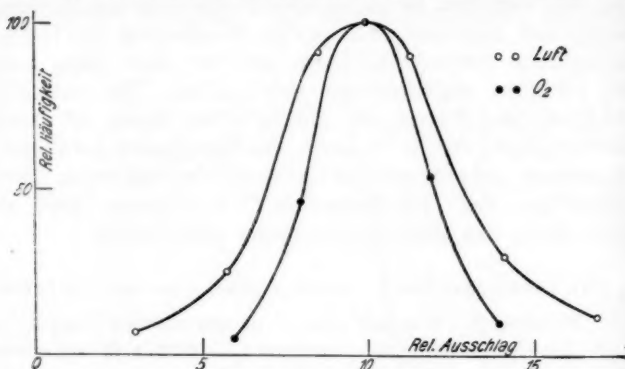


Fig. 12

Sauerstoff wieder. Man bemerkt zunächst, daß auch hier die Größe der Ausschläge von denen in Luft erhaltenen wesentlich differieren, und zwar sind sie bei Sauerstoff größer. Ferner bleibt auch hier die Inhomogenität bestehen. In Fig. 12 ist die aus den Aufnahmen nach dem obigen Verfahren gewonnene und reduzierte Verteilungskurve wiedergegeben.

Wir können den Grad der Streuung nach dem früheren zahlenmäßig dadurch angeben, daß wir die Breite der Kurve in halber Höhe messen. Wir erhalten so für Sauerstoff den Wert 4 (Teile) und für Luft 6. Die Streuung in Sauerstoff ist also merklich kleiner als in Luft.

Zu diesen Ergebnissen ist noch zu bemerken, daß die Kurven verschiedener Registrieraufnahmen um einige Prozente

1) J. Habermann, Z. angew. Chem. 1892. S. 323.

verschieden ausfallen können, bzw. sich nicht völlig decken. Die Abweichungen sind jedoch recht klein und äußern sich besonders nur in den unteren Teilen der Kurven, wo die gemessene Anzahl Ausschläge relativ klein ist. Im übrigen ist zur Feststellung des Kurvenverlaufs eine mäßige Anzahl von Ausschlägen schon hinreichend (40—50), während im allgemeinen jede Meßreihe mindestens 120 Ausschläge aufwies.

Stickstoff. Besonderes Interesse mußte nun das Verhalten des Stickstoffs bieten. Eine solche Untersuchung versprach näheren Aufschluß über die starke Streuung der Registrier-

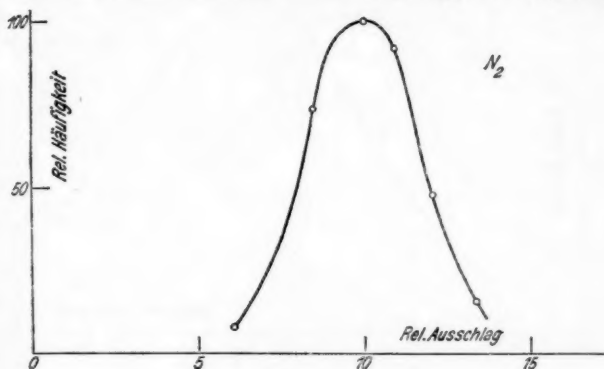


Fig. 13

ausschläge in Luft zu geben. Vor allem mußte hieraus hervorgehen, ob diese mit einer starken Streuung für Stickstoff zusammenhing oder mit dem Umstand, daß Luft molekular kein einheitliches Gas ist. Der für die Aufnahmen verwendete Stickstoff war nach einer Vorschrift von Vanino¹⁾ aus Chlorammonium und Natriumnitrit dargestellt und über Phosphor-pentoxyd getrocknet. Der so gewonnene Stickstoff enthält noch Spuren von Stickoxyden, die jedoch nicht störend sind. Wie sich herausstellte, spielen überhaupt kleine Beimengungen nicht erwünschter Gase bei diesen Versuchen nur dann eine Rolle, wenn ihr Atomgewicht (oder Atomnummer) von dem des Füllgases stark abweicht. So z. B. sind bei Gasen wie

1) L. Vanino, Handb. d. präp. Chem., I. Bd. Verlag Ferd. Enke, Stuttgart, 1921.

Sauerstoff oder Stickstoff kleine Beimengungen von Wasserstoff sofort spürbar.

Die Aufnahmen mit Stickstoff, wovon in Nr. 10, Taf. XXIV, eine solche abgebildet ist, ergaben nun, daß die Ausschläge nur wenig kleiner ausfielen als für Luft. Wichtig ist nun die (reduzierte) Verteilungskurve, Fig. 13. Man erkennt, daß die Homogenität auch hier größer ist als bei Luft und derjenigen für Sauerstoff beinahe gleich kommt, indem die beiden Kurven sich fast genau decken. Die Streubreite ist somit auch für

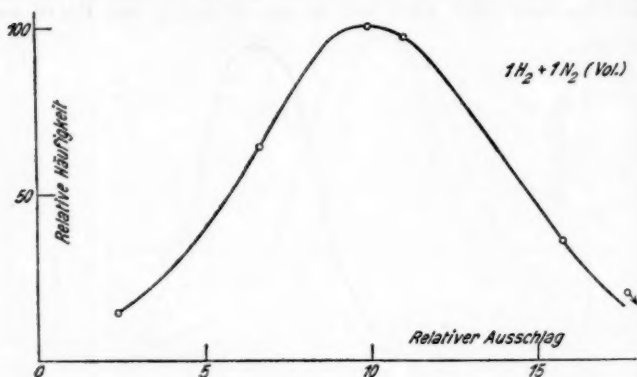


Fig. 14

Stickstoff 4 (Teile). Demnach ist die starke Streuung bei Luft nicht dem Stickstoff zuzuschreiben, sondern scheint mit der molekularen Heterogenität der Luft zusammenzuhängen.

Aus Analogie wäre dann zu schließen, daß alle einheitlichen Gase von derselben einfachen chemischen Zusammensetzung wie N₂ und O₂, also auch H₂, eine relativ kleine Streuung besitzen.

Versuche mit Gasgemischen. Da die molekulare Homogenität des Gases ein die Streuung bestimmender Faktor zu sein scheint, so müssen wir erwarten, daß sich bei Gasgemischen die Verteilungskurven verbreitern werden. Schon im Falle der Luft hatte es sich gezeigt, daß zwei für sich eine geringe und zudem praktisch gleich große Streuung ergebende Gase, bei ihrer Mischung die Verteilungskurve wesent-

lich verbreitern. Zur Bestätigung dieser Tatsache versuchten wir ein künstliches Gasmisch, Wasserstoff-Stickstoff im Volumverhältnis 1 : 1. Aufn. 11, Taf. XXIV, gibt eine mit diesem Gemisch, unter sonst genau gleichen Versuchsbedingungen erhaltene Registrierung wieder. Die daraus gewonnene Verteilungskurve gibt Fig. 14. Die mittlere Größe der Ausschläge war etwa halb so groß wie bei Luft. Dafür ist aber, wie man sieht, die Streuung noch bedeutend größer als bei Luft. Die Breite der Kurve ergibt sich, nach obigem Ver-

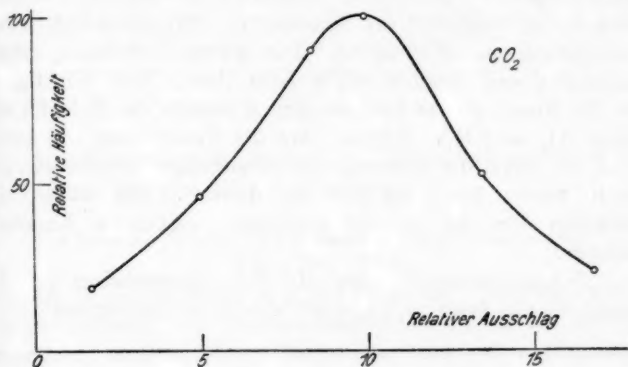


Fig. 15

fahren, zu 9. Wie es scheint, spielt also das Verhältnis der Atomgewichte bzw. der Atomnummern der verschiedenen Gaskomponenten für die Größe der Streuung die Hauptrolle. Zudem wird die Streuung vom Mischungsverhältnis abhängen, was hier jedoch nicht näher untersucht worden ist.

Versuche mit zusammengesetzten Gasen. Es erhob sich nun noch die Frage, ob alle molekular einheitlichen Gase dieselbe Streuung aufweisen, oder ob die chemische Zusammensetzung eine Rolle spielt. Insbesondere konnten sich chemische Verbindungen anders als elementare Gase verhalten. Ein besonders einfaches Beispiel bot hier das Kohlendioxyd. Eine Aufnahme mit CO_2 , welches aus einer Stahlflasche entnommen und über Phosphorpentoxyd getrocknet war, zeigt Nr. 12. Die zugehörige Verteilungskurve (Fig. 15) zeigt, daß eine Streuung

vorhanden ist, welche die der Luft noch übertrifft (8), immerhin aber noch etwas kleiner als für das Wasserstoff-Stickstoffgemisch ist. Die mittlere Größe der Ausschläge war im übrigen etwa dieselbe wie für Sauerstoff.

Hieraus folgt, daß die mechanische Mischung zweier (oder mehrerer) Komponenten, gleich wie ihre chemische Verbindung, im Sinne einer Streuvergrößerung wirkt. Weitere Versuche müssen hier zeigen, ob gemischte Gase und Gasverbindungen der gleichen Zusammensetzung, z. B. $2\text{N}_2 + \text{O}_2$ und N_2O , dieselbe Streuung aufweisen. Überhaupt erscheinen Versuche über die Abhängigkeit der Streuung vom Molekülbau der Gase naturgemäß von Wichtigkeit. Die geringste Streuung zeigen molekular und chemisch einheitliche Gase. Von Wichtigkeit ist die Frage, ob sie hier von der Atomzahl des Moleküls abhängt (O_2 oder O_3). Ferner wäre die Feststellung von Interesse, ob etwa die Streuung bei einatomigen Gasen (He , ...) noch weiter heruntergeht. In diesem Falle wären die Edelgase die für die Zählmethode geeignetsten Kammerfüllgase.

Zusammenfassend seien die Versuchsergebnisse für die verschiedenen Gase in folgender Tabelle wiedergegeben:

Natur des Gases in der Ionisierungskammer (Außerhalb der Kammer befindet sich immer Luft)	Relative Größe	
	des wahrscheinlichsten Ausschlag	der Streuung
Wasserstoff	etwa 1,5	4(?)
Stickstoff	9,5	4
Sauerstoff	11,3	4
Luft	10,0	6
Wasserstoff-Stickstoff 1:1 . .	5,2	9
Kohlendioxid	10,6	8

Die in der Tabelle angegebenen relativen Werte sind Mittelwerte aus allen Registrierungen für das betreffende Gas. Die wahrscheinlichsten Ausschläge scheinen angenähert proportional den Ordnungszahlen der betreffenden Elemente zu sein. (Bei zusammengesetzten Gasen, proportional den „mittleren Ordnungszahlen“.)

In Fig. 16 seien, der besseren Übersicht wegen, nochmals

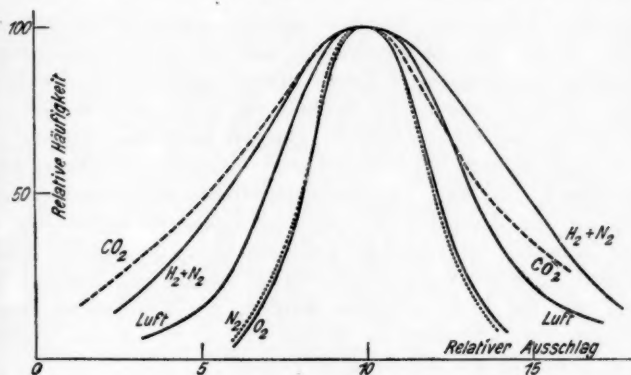


Fig. 16

alle Streukurven zusammengestellt. Sie sind ebenfalls Durchschnittsresultate aus allen Registrierungen.

c) Inhomogenität und Geschwindigkeitsstreuung der α -Teilchen

Im folgenden sollte noch die Frage kurz berührt werden, ob die Streuung der Registrierausschläge nur in der mechanischen und chemischen Zusammensetzung der verwendeten Gase begründet sei. Es bestand die Möglichkeit, daß die Streuung, die bei den elementaren Gasen immer noch blieb, auf einer Inhomogenität der verwendeten α -Strahlung beruhe. Diese Frage wäre natürlich weggefallen, wenn sich bei irgendeinem Gas hätte völlige Gleichmäßigkeit der Ausschläge erzielen lassen. Es war nun nicht anzunehmen, daß die vom Präparat emittierte α -Strahlung merklich inhomogen war, zumal das Polonium (nach Berechnung aus der Stärke des Präparats und der Größe der emittierenden Fläche) in molekular dünner Schicht auf Platin niedergeschlagen war¹⁾, und die früher wiedergegebene Braggsche Ionisierungskurve (Fig. 9 und 10) auf eine durchaus homogene Strahlung schließen ließ. Indessen entstehen beim Durchgang der Strahlung durch das Gas (hier Luft) infolge des statistischen Absorptionsvorgangs Geschwindigkeitsunterschiede der einzelnen Teilchen, die sich

1) Vgl. Rona u. Schmidt, Wien. Ber. 136. S. 65. 1927.

in den bekannten Reichweiteschwankungen dokumentieren. Man mußte also damit rechnen, daß die in die Ionisierungskammer eintretenden Teilchen etwas ungleiche Geschwindigkeit besaßen, zumal die Meßkammer sich meistens fast am Ende der Reichweite befand. Nun ist aber das Ionisierungsvermögen nahezu der Teilchengeschwindigkeit umgekehrt proportional. Die restlichen Registrierschwankungen konnten also einfach der Ausdruck der Geschwindigkeitsverteilung der in die Kammer eintretenden Teilchen sein. In diesem Falle mußte es möglich sein, aus den (unreduzierten) Streukurven, wie sie für Luft gefunden wurden, die Reichweiteschwankungen der α -Strahlen in diesem Gas zu berechnen. Hierzu war entweder die Geigersche Formel

$$v^3 = a \cdot R,$$

oder die Rutherfordsche Formel

$$v = C \sqrt{(R - x) + 1,25}$$

zu verwenden.

Im einzelnen wurde so vorgegangen: Die Ionisierungskammer maß das Reichweiteintervall von 3,35—3,85 cm, befand sich also im Mittel bei 3,6 cm. Die Reichweite selbst betrug bei 715 mm Druck und 18° C 4,05 cm, so daß man für die wahrscheinlichste Restreichweite 0,45 cm hatte. Dieser entspricht einer Geschwindigkeit von $0,77 \cdot 10^9$ cm/sec und nach der Streukurve der wahrscheinlichste Ausschlag von 10 mm. Nun lassen sich für alle Ausschläge, da diese umgekehrt proportional den Geschwindigkeiten sind, die entsprechenden Restreichweiten berechnen (Geigersche oder Rutherfordsche Formel). Trägt man die letzteren (addiert zu der Strecke 3,6 cm) als Abszissen und die zugehörigen Häufigkeiten der Ausschläge als Ordinaten auf, so erhält man die Reichweitenkurve.

Die so erhaltene Reichweitenkurve ergibt für die Streuungen Werte, wie man sie auch nach direkten Methoden findet. Indessen zeigt die Kurve unsymmetrischen Verlauf bzw. eine zu große Häufigkeit auf der Seite der großen Reichweiten. Dies resultiert aus der Anwendung eines kubischen bzw. eines quadratischen Gesetzes und der Tatsache, daß die benützten Verteilungskurven ziemlich symmetrischen Charakter besitzen.

Nun finden Meitner und Freitag¹⁾ aber gerade, daß die Reichweiteschwankungen keinen merklich unsymmetrischen Verlauf zeigen. Daß also die Inhomogenität der Registrierausschläge einzig auf die Geschwindigkeitsverteilung zurückgeführt werden könne, scheint demnach schon fraglich. Dazu ist noch zu bemerken, daß die oben skizzierte Umrechnung an und für sich problematischen Charakter hat. Einmal ist die Meßkammer zu dick (0,5 cm) um das Ionisierungsvermögen an einer Stelle der Reichweite messen zu können; dann aber ist die Anwendung der obigen Formeln für so geringe Restreichweiten kaum mehr zulässig. Dies um so mehr, als die kritische Ionisierungsgeschwindigkeit für α -Teilchen in der Nähe von $0,7 \cdot 10^9$ cm/sec liegt. Wir haben allerdings in Betracht dessen die gleiche Umrechnung durchgeführt, wobei die Zählkammer näher an das Präparat zu liegen kam, so daß die betrachteten Restreichweiten sich noch im Gültigkeitsbereich der obigen Formeln befanden, jedoch nicht mit besserem Erfolg. Es sei daher auch von einer Wiedergabe der erhaltenen Reichweitkurven abgesehen. Dagegen wäre noch die Möglichkeit vorhanden, daß durch die Aluminiumfolie (von 1,3 cm Luftäquivalent) die Geschwindigkeitsverteilung in der Kammer beeinflußt war, d. h. daß die Geschwindigkeitsstreuung der α -Teilchen im Aluminium größer ist als in Luft. (Abgesehen von der möglicherweise nicht ganz gleichmäßigen dicken Folie.)

Es seien aber zum Schluß noch zwei Versuche mitgeteilt, welche zeigen, daß doch die Geschwindigkeitsstreuung der α -Teilchen, wenn nicht ganz, so doch zu einem Teil die Inhomogenität der Registrierausschläge bewirkt.

Alle bisher wiedergegebenen Verteilungskurven wurden unter den gleichen Bedingungen erhalten, sind daher unter sich vergleichbar. Insbesondere befand sich die Ionisierungskammer stets bei 3,6 cm der Reichweite. Es war nun zu erwarten, daß mit der Annäherung der Meßkammer ans Präparat die eintretenden Strahlen homogener seien, und damit die Streuung abnehmen würde. Es wurden daher Registrierungen für einen um 1,3 cm kleineren Präparatabstand bei sonst

1) L. Meitner u. K. Freitag, Ztschr. f. Phys. 37. S. 481. 1926.

gleichen Bedingungen vorgenommen. Fig. 17 zeigt zwei Verteilungskurven für Luft als Kammerfüllung, für die beiden Reichweitestrecken 2,00—2,50 cm und 3,35—3,85 cm. Man bemerkt, daß tatsächlich in der Mitte der Reichweite die

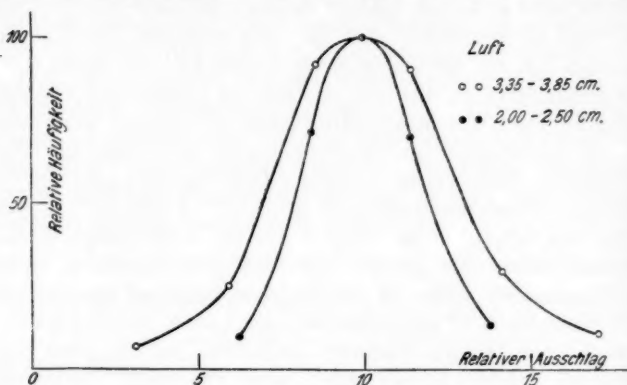


Fig. 17

Streuung kleiner ist als gegen ihr Ende, im übrigen aber noch beträchtlich ist, und vermutlich auch am Anfang der Reichweite nicht verschwinden dürfte. Die Konstruktion unserer Ionisierungskammer erlaubte jedoch die Untersuchung am Anfang der Reichweite nicht.

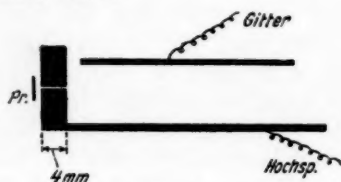


Fig. 18

Dagegen wurden mit einem Ionisierungsgefäß von der Form der Fig. 18 Registrierungen aufgenommen. Hier befand sich das Präparat direkt an der Kammer, so daß fast die ganze Reichweite der α -Teilchen zur Ionisierung ausgenützt wurde. Nach Passieren des 4 mm langen Blendenkanals (eine Aluminiumfolie war wegen der nicht beabsichtigten

Untersuchung anderer Gase als Luft nicht vorhanden) traten hier die Teilchen in ein praktisch homogenes Feld ein. Das Feld war hier transversal, was jedoch keine wesentliche Bedeutung hat.¹⁾ Der Verstärkungsfaktor konnte hier, entsprechend der größeren Ionenzahl geringer genommen werden. Es genügten insgesamt 5 Lampen, wobei allerdings die dritte mit der vierten durch einen Niederfrequenztransformator gekoppelt war. Aus der Aufn. 13, Taf. XXV ist der geringere Verstärkungsgrad ohne weiteres am Ausbleiben der Haltepunkte auf den Registrierausschlägen zu erkennen, indem die äußerst kleinen Vibrationen nur bei höchster Verstärkung auftreten.²⁾ Die Aufnahme zeigt eine nicht unbeträchtliche Homogenität der Ausschläge. Aus der Verteilungskurve ergab sich in der Tat eine relative Streuung von nur 2,4, während bei den anderen Versuchen als kleinster Wert 4,0 (bei Sauerstoff und Stickstoff) gefunden worden war.

Dieses Resultat ist um so bemerkenswerter, als die Verwendung eines Transformators in der Apparatur (wegen des Eisens) naturgemäß die Inhomogenität der Ausschläge eher vergrößert. Immerhin dürfte auch abgesehen davon, noch eine gewisse, auf Ionisierungsschwankungen beruhende Inhomogenität übrigbleiben. Sie ist jedoch kleiner bei völliger Ausnützung der Reichweite als bei Verwendung kleiner Reichweiteintervalle. Dies dürfte wiederum dafür sprechen, daß im letzteren Fall die Geschwindigkeitsstreuung eine gewisse Rolle spielt, während diese sich, auf die ganze Reichweite bezogen, bis zu einem gewissen Grade ausgleicht (mittlere Geschwindigkeit der Teilchen im betrachteten Reichweiteintervall).

Es wäre von Interesse, auch die Registrierungen von H-Strahlen (Protonenstrahlen) auf ihre Homogenität zu untersuchen. Ist die Frage doch von großer Bedeutung, wenn es sich darum handelt, H-Strahlen und α -Strahlen sicher voneinander zu unterscheiden. Indessen sind hier die Schwierigkeiten eher größer, da es nicht leicht ist, für Homogenität der Strahlen, was Geschwindigkeit und Richtung anbelangt, zu sorgen. Die in Aufn. 14, Taf. XXV wiedergegebene Registrierung

1) Vgl. H. Greinacher, a. a. O. 1926.

2) Am deutlichsten in Aufn. 14, Taf. XXV höchste erreichte Verstärkung).

von α - und H-Strahlen weicht insofern von der von Greinacher (a. a. O. 1927) gegebenen ab, als hier das Verhältnis von α - zu H-Ausschlägen ungefähr 4 beträgt, während dort als ungefährender Wert 2,5 angegeben wurde. Es muß daher erwähnt werden, daß dieses Verhältnis an unseren H-Strahlenregistrierungen keineswegs konstant ist. Die beobachteten Schwankungen zwischen 2,5 und 4,5 dürften damit zusammenhängen, daß je nach der Dicke der gerade verwendeten Paraffinfolie ein anderes Reichweiteintervall der H-Strahlen in die Zählkammer zu liegen kommt. Übrigens ist die Dicke dieser Paraffinfolie sicherlich nicht an allen Stellen genau gleich. Daher vermutlich auch die relativ große Streuung der H-Ausschläge.

Zusammenfassung

Die von Prof. Greinacher ausgearbeitete elektrische Zählmethode mit rein elektronischer Verstärkung wurde auf ihre Wirkungsweise näher untersucht. Es wurde eine reine Widerstandsverstärkung als zweckmäßig befunden, um der Primärisierung proportionale Ausschläge zu erhalten, während bei Verwendung von Niederfrequenztransformatoren der Verstärkungsgrad in hohem Maße von der Zählkammerspannung abhängt. Der erreichte Verstärkungsgrad (in bezug auf Ladungsmengen) betrug $1,65 \cdot 10^9$. Durch verschiedene Versuche wurde dargetan, daß dieser Faktor unter gegebenen Bedingungen ein konstanter ist, daß also eine gegebene, dem Gitter der Aufnahmelampe zugeführte Elektrizitätsmenge stets denselben Ausschlag am Oszillograph ergibt. Da α -Teilchen unter anscheinend konstanten Versuchsbedingungen variable Ausschläge ergaben, war damit bewiesen, daß diese Schwankungen in der Ionisierung begründet sind. Um die Ausschlagschwankungen zu studieren, wurden photographische Registrierungen mit einem Oszillographen ausgeführt. Aus diesen wurden Häufigkeitsverteilungskurven gewonnen. In allen untersuchten Gasen war eine Inhomogenität der Ausschläge festzustellen. Wasserstoff ließ sich nicht quantitativ auswerten, da die Ausschläge relativ zu den Nullschwankungen zu klein waren. In Sauerstoff und Stickstoff wurde annähernd dieselbe Streuung der Ausschläge festgestellt, und zwar war sie kleiner

als in Luft. Der mittlere Ausschlag ist um so größer, je höher die Ordnungszahl des Elementes ist, ein Resultat, das schon von gebräuchlichen Meßverfahren her bekannt ist. Gasgemische wie Luft und ganz besonders auch ein Gemisch Wasserstoff-Stickstoff, zeigen eine größere Streuung als die Komponenten. Aber auch chemisch zusammengesetzte Gase wie Kohlendioxyd streuen stärker als elementare Gase. Ob die Streuung etwa in einatomigen Gasen (Edelgasen) verschwindet, wurde nicht untersucht. Ein Teil der Inhomogenität der Ausschläge ist auf Rechnung einer Geschwindigkeitsstreuung der α -Teilchen zu setzen. Relativ klein wird sie, wenn man die ganze Reichweite der α -Teilchen zur Ionisierung ausnützt. Am Schluß ist noch eine, gleichfalls Schwankungen aufweisende Registrierung von H-Strahlen wiedergegeben.

Es sei mir an dieser Stelle gestattet, meinem hochverehrten Lehrer, Hrn. Prof. Dr. H. Greinacher, für die Anregung zu dieser Arbeit und für die ständige Unterstützung bei ihrer Ausführung, meinen verbindlichsten Dank auszusprechen.

Bern, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 28. Mai 1928)

4. Die Supraleitfähigkeit nach Schrödingers¹⁾ Wellengleichung und Fermis²⁾ Statistik; von Erich Kretzschmann

Inhalt: In einem makroskopisch isotropen homogenen metallischen Leiter, in dem die Elementarladungen nur nach dem Coulombschen Gesetz aufeinander wirken, ohne je ineinander einzudringen, besteht kein elektrischer Widerstand, solange die Bewegung der freien Elektronen lediglich durch die Schrödingersche Wellengleichung und ihre Geschwindigkeits- und Energieverteilung allein durch die Fermische Statistik bestimmt sind. Die Ergebnisse der früheren auf die Boltzmannsche Statistik und gewöhnliche Mechanik gegründeten Untersuchungen des Verfassers bleiben hiernach bestehen, mit Ausnahme unwesentlicher Zahlwerte. — Der Einfluß der magnetischen Kräfte auf die Elektronenbewegung ist wellenmechanisch noch nicht berechnet.

Einleitung

Die Fermische Geschwindigkeitsverteilung der Leitungselektronen ist kürzlich von Hrn. Sommerfeld³⁾ einer im übrigen unter den Voraussetzungen der alten Theorie von H. A. Lorentz durchgeführten Berechnung der elektrischen und Wärmeleitfähigkeit der Metalle zugrunde gelegt worden, und im Anschluß daran hat Hr. Houston⁴⁾ die de Brogliesche Vorstellung der Wellennatur des bewegten Elektrons verwertet, indem er die Temperaturabhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit nach einer Formel berechnete, die von Debye für die Temperaturabhängigkeit der ungeordneten Zerstreuung ebener Röntgenwellen in vollkommenen Kristallen aufgestellt worden ist.

Der Verfasser⁵⁾ hat in seinen früheren Arbeiten über

1) E. Fermi, Ztschr. f. Phys. 36. S. 902. 1926.

2) Erwin Schrödinger, Ann. d. Phys. (4) 81. S. 109—139. 1926.

3) A. Sommerfeld, Ztschr. f. Phys. 47. S. 1—32. 1928.

4) William V. Houston, Ztschr. f. Phys. 48. S. 449—468. 1928; vgl. auch J. Frenkel, Ztschr. f. Phys. 47. S. 819—834. 1928.

5) Verf., Ann. d. Phys. 74. S. 189—215 u. S. 405—444. 1924; 80. S. 109—136. 1926. Die letztgenannte Arbeit genügt zum Verständnis des Folgenden.

metallische Leitfähigkeit und Supraleitfähigkeit das einfache Drude-Lorentzsche Bild, der geradlinig zwischen elastischen Atomen hin- und herfliegenden Leitungselektronen durch die allgemeinere Annahme ersetzt, daß auch die jeweils freien Elektronen dauernd unter der unregelmäßigen Wirkung der von Atomen und anderen Elektronen ausgeübten Kräfte stehen. Die elektrische Leitfähigkeit kann so, insbesondere wegen der wechselseitigen Beeinflussung der Elektronen, nicht mehr durch eine auf die einzelnen Elektronen oder Scharen von Elektronen mit gleicher Geschwindigkeit bezogene freie Weglänge bestimmt werden, vielmehr muß man von vornherein die Gesamtheit der Leitungselektronen eines hinreichend großen Gebiets ins Auge fassen. An den unregelmäßigen, ohne äußeren Antrieb erfolgenden Geschwindigkeitsschwankungen einer solchen Gesamtheit ließ sich zunächst ein rein kinematisches, aber von der Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen unabhängiges Kriterium für das Verschwinden des elektrischen Widerstandes aufweisen.

Die Übertragung der aufgestellten Bedingung der Supraleitfähigkeit in dynamische Form geschah unter den Voraussetzungen, daß alle Elementarladungen im Leiter lediglich nach den bekannten elektromagnetischen Kraftgesetzen aufeinander wirkten, und daß für die freien Elektronen das Maxwell-Boltzmannsche Energieverteilungsgesetz gälte. Es ergab sich, daß kein Widerstand besteht, solange — klassisch gesprochen — kein Eindringen der Elementarladungen ineinander oder — quantentheoretisch — kein Austausch freier mit gebundenen Elektronen stattfindet. Findet ein solcher statt, so ist der Widerstand der Häufigkeit der Vertauschungen proportional.

In der vorliegenden Arbeit werden nun auch die Überlegungen der oben angedeuteten Theorie des Verfassers, mit der Wellenmechanik von Schrödinger statt der gewöhnlichen Mechanik und mit Fermischer¹⁾ statt Boltzmannscher

1) Die nach Fermi berechnete Geschwindigkeitsverteilung der freien Elektronen ergibt im Gegensatz zur Maxwell'schen keine merkliche Abhängigkeit der kinetischen Energie der Elektronen von der Temperatur; vgl. A. Sommerfeld, a. a. O., S. 16.

Statistik durchgeführt, soweit sie hierdurch eine neue Gestalt annehmen.

Im Gegensatz zu der Theorie von Sommerfeld und Houston werden aber ebene oder gar stehende Wellen nicht als ausreichende Darstellung der Elektronenbewegung angesehen, sondern erst ein erheblich verwickelterer Schwingungsvorgang mit vielfach und unregelmäßig gekrümmten und sich bewegendenden Phasenflächen, der sich im einzelnen ebensowenig angeben läßt, wie die Bewegung vieler dauernd und unregelmäßig beschleunigter Elektronen. Demgemäß konnte nicht von einer besonderen Lösung der Wellengleichung ausgegangen werden, sondern die gebrauchten Bewegungsgesetze mußten aus der für die Gesamtheit der freien Elektronen aufgestellten Wellengleichung selbst unmittelbar entwickelt werden. Die Grundlage hierfür bot die von Hrn. Ehrenfest¹⁾ gegebene elegante Darstellung der Beziehungen zwischen gewöhnlicher und Wellenmechanik.

Die Schrödingersche Wellenfunktion ψ wird als Wahrscheinlichkeitsamplitude und ihr Quadrat $\psi \cdot \psi^*$ als Wahrscheinlichkeitsdichte im Konfigurationsraume für die unbestimmte Lage der Punktladungen, nicht aber als tatsächliche Ladungsdichte „verschmierter“ Elektronen betrachtet.²⁾ Das ist wichtig, weil so die elektrische Kraft, die auf irgendein Leitungselektron wirkt, aus einem stets der Laplaceschen Gleichung genügenden Potential abzuleiten ist. Eine Bestimmung des Einflusses des magnetischen Feldes auf die Elektronenströmung, die jedenfalls von relativistisch gestalteten Wellengleichungen ausgehen müßte, wurde wegen der damit verbundenen Verwicklungen nicht vorgenommen. Doch ist

1) P. Ehrenfest, Ztschr. f. Phys. 45. S. 455. 1927.

2) Die Ladungsverteilung einer voll besetzten Elektronenschale ist hiernach erst im Zeitmittel ganz kugelsymmetrisch, aber das genügt offensichtlich, um das Fehlen beobachtbarer Richtungseffekte zu erklären. Ebenso ist das von Hrn. A. Unsöld, Ztschr. f. Phys. 43. S. 563. 1927 bestimmte Gleichgewicht eines Ions in der Elektronenwolke eines Atoms nicht davon abhängig, ob die Wolke aus stetig verteilter Ladung oder aus einzelnen Elektronen besteht, abgesehen von kleinen Schwankungen, die im letzten Falle das abwechselnd nach verschiedenen Richtungen von den vorbeifliegenden Elektronen gezogene, verhältnismäßig sehr träge, Ion ausführen müßte.

wohl nicht zu erwarten, daß sich dadurch an dem Ergebnis des Folgenden etwas wesentliches ändert.

Dieses bleibt, abgesehen von Zahlwerten, die von der Elektronengeschwindigkeit abhängen, das entsprechende bzw. gleiche wie nach den früheren Untersuchungen des Verfassers, d. h. elektrischer Widerstand tritt nur auf, wenn die Bewegung der freien Elektronen von Vorgängen unterbrochen wird, die nicht von der Wellengleichung beherrscht werden. Nimmt man wie früher als solche Vorgänge die quantenmäßige Bindung freier Elektronen an Atome und das Freiwerden gebundener an, so erhält man auch wieder die frühere Formel für den spezifischen Widerstand.¹⁾ Ebenso bleibt die angegebene Erklärung für die von Kamerlingh Onnes beobachtete Unverrückbarkeit der Stromlinien in Supraleitern gegenüber magnetischen Kräften bestehen.

I. Die kinematische Bedingung der Supraleitfähigkeit

§ 1. Betrachtet man in einem unendlichen homogenen metallischen Leiter die Leitungselektronen eines hinreichend großen Gebiets, so führt dieser „Elektronenverein“ auch ohne äußere Einwirkung und bei stationärem Zustande lediglich infolge der unregelmäßigen Bewegung der einzelnen freien Elektronen zufällige Bewegungen als Ganzes aus. Die Schnelligkeit, mit der eine zufällig in einer bestimmten Richtung x erreichte Strömungsgeschwindigkeit s' im Mittel zu Null abfällt, muß offensichtlich ein Maß bieten für den Widerstand des Leiters gegen einen Strom in der x -Richtung. Jedenfalls kann, wenn im Mittel die Strömungsgeschwindigkeit nicht gegen Null strebt, auch kein Widerstand vorhanden sein. Die Bedingung, unter der dieser ideale Fall von Supraleitfähigkeit eintritt, ist früher rein kinematisch und ohne Benutzung eines bestimmten Geschwindigkeitsverteilungsgesetzes für die Elektronen abgeleitet und kann daher hier einfach übernommen werden. Sie lautet: vollkommene Supraleitfähigkeit tritt dann und nur dann ein, wenn die zweite zeitliche Ableitung s'' der Strömungsgeschwindig-

1) Dieser entsteht hiernach durch Absorption und Emission von Elektronenwellen, dagegen nach Sommerfeld und Houston durch bloße Zerstreung.

keit, gemittelt über alle Zeitabschnitte, während deren diese sich zufällig in irgendeinem festen Wertbereiche s' bis $s' + ds'$ befindet, gleich Null wird, unabhängig von s' .¹⁾ Die anschauliche Bedeutung dieses Satzes liegt auf der Hand: Wenn man s' als Zeitfunktion aufzeichnet, so ist s''' proportional der Krümmung der $s'(t)$ -Kurve gegen die t -Achse, $s' = 0$, hin. Verschwindet die Krümmung in jedem Abstände s' von der Achse im Mittel, so heißt das, sinnfällig gesprochen, der Nullwert der Strömungsgeschwindigkeit verliert seine Anziehungskraft und die Geschwindigkeitsschwankungen ihren Mittelpunkt.

II. Die Bewegung der freien Elektronen nach der Wellengleichung

§ 2. Es seien in einem hinreichend großen Gebiete eines homogenen metallischen Leiters N Leitungselektronen mit den Koordinaten x_1, y_1, z_1 bis x_N, y_N, z_N . Ist V ihre gesamte potentielle Energie, m die Masse des Elektrons und h das Plancksche Wirkungsquantum, so gelten nach Schrödinger²⁾ die konjugierten Wellengleichungen:

$$(1) \quad \begin{cases} \Delta \Psi - \frac{8\pi^2 m}{h^2} V \cdot \Psi = - \frac{4\pi i m}{h} \frac{\partial \Psi}{\partial t} \\ \Delta \Psi^* - \frac{8\pi^2 m}{h^2} V \cdot \Psi^* = - \frac{4\pi i m}{h} \frac{\partial \Psi^*}{\partial t} \end{cases}$$

mit

$$\Delta = \sum_k \left(\frac{\partial^2}{\partial x_k^2} + \frac{\partial^2}{\partial y_k^2} + \frac{\partial^2}{\partial z_k^2} \right),$$

(m = Masse des Elektrons, $k = 1, 2, \dots, N$).

Die Wellenfunktion Ψ und ihr konjugierter Wert Ψ^* seien durch

$$(2) \quad \int d\Omega \Psi \cdot \Psi^* = 1$$

geeicht, wobei

$$d\Omega = dx_1 \cdot dy_1 \cdot dz_1 \cdot \dots \cdot dx_N \cdot dy_N \cdot dz_N$$

sei und über den ganzen $3N$ -dimensionalen Koordinatenraum integriert wird.

1) Der Beweis dieses Satzes ist vom Verfasser in Ann. d. Phys. (4) 74. S. 409—427. 1924 und kürzer und etwas allgemeiner: Ann. d. Phys. (4) 80. S. 114—117. 1926 gegeben. Der genannte Mittelwert ist dort mit $s' \cdot \mu_0''$ bezeichnet, im folgenden mit $(s''')_{s'}$.

2) E. Schrödinger, Ann. d. Phys. (4) 81. S. 112. Gl. (4''). 1926.

$\psi \psi^* \cdot d\Omega$ sei die Wahrscheinlichkeit dafür, daß die Elektronenkoordinaten im Bereiche $d\Omega$ liegen. Die „wahrscheinliche“ x -Koordinate des l -ten Elektrons ist dann

$$(3) \quad \bar{x}_l = \int d\Omega \cdot \psi \psi^* \cdot x_l$$

und demgemäß seine „wahrscheinliche“ Geschwindigkeit in der x -Richtung

$$\bar{\dot{x}}_l \equiv \frac{d\bar{x}_l}{dt} = \int d\Omega \left(\psi \frac{\partial \psi^*}{\partial t} + \psi^* \frac{\partial \psi}{\partial t} \right) \cdot x_l,$$

oder nach (1)

$$\bar{\dot{x}}_l = \frac{i\hbar}{4\pi m} \int d\Omega (\psi^* \Delta \psi - \psi \Delta \psi^*) \cdot x_l.$$

Schreibt man, wie üblich, im $x_1 \dots x_N$ -Raume

$$\text{grad } \Phi \equiv \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x_1}, \quad \frac{\partial \Phi}{\partial y_1}, \quad \dots, \quad \frac{\partial \Phi}{\partial y_N}, \quad \frac{\partial \Phi}{\partial z_N} \right)$$

und

$$\text{div } \mathfrak{A} \equiv \sum_k \left(\frac{\partial \mathfrak{A}_k}{\partial x_k} + \frac{\partial \mathfrak{A}_{y_k}}{\partial y_k} + \frac{\partial \mathfrak{A}_{z_k}}{\partial z_k} \right),$$

so ist

$$\text{div grad } \Phi \equiv \Delta \Phi$$

und

$$(4) \quad X \cdot \Delta \Phi - \Phi \cdot \Delta X \equiv \text{div} (X \text{ grad } \Phi - \Phi \text{ grad } X).$$

Folglich:

$$\bar{\dot{x}}_l = \frac{i\hbar}{4\pi m} \int d\Omega \cdot x_l \cdot \text{div} (\psi^* \text{ grad } \psi - \psi \text{ grad } \psi^*).$$

Mittels partieller Integration ergibt sich hieraus, da ψ und ψ^* überall im Unendlichen verschwinden und von x_l nur die eine Ableitung nach x_l selbst nicht gleich Null ist:

$$(5) \quad \bar{\dot{x}}_l = \frac{i\hbar}{4\pi m} \int d\Omega \cdot \psi \psi^* \cdot \frac{\psi \frac{\partial \psi^*}{\partial x_l} - \psi^* \frac{\partial \psi}{\partial x_l}}{\psi \psi^*}.$$

Durch diese Gleichung ist die reelle Koordinatenfunktion

$$\frac{i\hbar}{4\pi m} \cdot \frac{\psi \frac{\partial \psi^*}{\partial x_l} - \psi^* \frac{\partial \psi}{\partial x_l}}{\psi \psi^*}$$

der wahrscheinlichen Geschwindigkeitskomponente $\bar{\dot{x}}_l$ mittels der Wahrscheinlichkeitsdichte $\psi \psi^*$ gerade so zugeordnet wie

die Punktkoordinate x_l durch (3) ihrem wahrscheinlichen Wert \bar{x}_l . Demnach können

$$(5a) \quad \left\{ \begin{aligned} \dot{x}_l &= \frac{i\hbar}{4\pi m} \cdot \frac{\psi \frac{\partial \psi^*}{\partial x_l} - \psi^* \frac{\partial \psi}{\partial x_l}}{\psi \psi^*} \\ \dot{y}_l &= \frac{i\hbar}{4\pi m} \cdot \frac{\psi \frac{\partial \psi^*}{\partial y_l} - \psi^* \frac{\partial \psi}{\partial y_l}}{\psi \psi^*} \\ \dot{z}_l &= \frac{i\hbar}{4\pi m} \cdot \frac{\psi \frac{\partial \psi^*}{\partial z_l} - \psi^* \frac{\partial \psi}{\partial z_l}}{\psi \psi^*} \end{aligned} \right.$$

sinngemäß als die „Punktwerte“ der Geschwindigkeitskomponenten des l -ten Elektrons bezeichnet werden. Es ist

$$(5b) \quad \bar{\dot{x}}_l = \int d\Omega \cdot \psi \psi^* \cdot \dot{x}_l$$

und entsprechend

$$(5b) \quad \left\{ \begin{aligned} \bar{\dot{y}}_l &= \int d\Omega \cdot \psi \psi^* \cdot \dot{y}_l \\ \bar{\dot{z}}_l &= \int d\Omega \cdot \psi \psi^* \cdot \dot{z}_l \end{aligned} \right.$$

Weiter folgt aus (5) und (1):

$$\begin{aligned} \bar{\ddot{x}}_l &\equiv \frac{d}{dt} (\bar{\dot{x}}_l) = \frac{i\hbar}{4\pi m} \int d\Omega \\ &\quad \cdot \left\{ \frac{\partial \psi^*}{\partial x_l} \left(\frac{i\hbar}{4\pi m} \Delta \psi - \frac{2\pi i}{h} V \cdot \psi \right) \right. \\ &\quad + \frac{\partial \psi}{\partial x_l} \left(\frac{i\hbar}{4\pi m} \Delta \psi^* - \frac{2\pi i}{h} V \cdot \psi^* \right) \\ &\quad - \psi \frac{\partial}{\partial x_l} \left(\frac{i\hbar}{4\pi m} \Delta \psi^* - \frac{2\pi i}{h} V \cdot \psi^* \right) \\ &\quad \left. - \psi^* \cdot \frac{\partial}{\partial x_l} \left(\frac{i\hbar}{4\pi m} \Delta \psi - \frac{2\pi i}{h} V \cdot \psi \right) \right\}, \end{aligned}$$

und da nach (4)

$$\begin{aligned} &\int d\Omega \left(\frac{\partial \psi^*}{\partial x_l} \cdot \Delta \psi - \psi \frac{\partial \Delta \psi^*}{\partial x_l} \right) \\ &\equiv \int d\Omega \left(\frac{\partial \psi^*}{\partial x_l} \cdot \Delta \psi - \psi \cdot \Delta \frac{\partial \psi^*}{\partial x_l} \right) = 0, \end{aligned}$$

ist ebenso wie der konjugierte Ausdruck, so wird:

$$\bar{\ddot{x}}_l = -\frac{1}{m} \int d\Omega \cdot \psi \psi^* \cdot \frac{\partial V}{\partial x_l}.$$

Für das Gesamtpotential V darf hier auch das Potential V_l des l -ten Elektrons eingesetzt werden, das alle von x_l, y_l, z_l abhängigen Glieder von V enthält.

$$(6) \quad \ddot{x}_l = -\frac{1}{m} \int d\Omega \cdot \Psi \Psi^* \cdot \frac{\partial V_l}{\partial x_l}.$$

Der „Punktwert“ der Beschleunigung des l -ten Elektrons in der x -Richtung ist also gleich der entsprechenden Beschleunigungskomponente nach der gewöhnlichen Mechanik.

§ 3. Wir brauchen noch die nächste Ableitung von \ddot{x}_l nach der Zeit. Es wird nach (6) und (1)

$$\ddot{x}_l \equiv \frac{d\dot{x}_l}{dt} = \frac{i\hbar}{4\pi m^2} \cdot \int d\Omega \frac{\partial V_l}{\partial x_l} (\Psi \Delta \Psi^* - \Psi^* \Delta \Psi) - \frac{1}{m} \int d\Omega \Psi \Psi^* \frac{\partial^2 V_l}{\partial x_l \partial t}$$

und nach (4)

$$\ddot{x}_l = \frac{i\hbar}{4\pi m^2} \int d\Omega \frac{\partial V_l}{\partial x_l} \operatorname{div} (\Psi \operatorname{grad} \Psi^* - \Psi^* \operatorname{grad} \Psi) - \frac{1}{m} \int d\Omega \Psi \Psi^* \frac{\partial^2 V_l}{\partial x_l \partial t}.$$

Partielle Ausführung des ersten Integrals rechts ergibt:

$$\begin{aligned} \ddot{x}_l = \frac{i\hbar}{4\pi m^2} \int d\Omega \sum \left\{ \frac{\partial^2 V_l}{\partial x_l \partial x_k} \left(\Psi^* \frac{\partial \Psi}{\partial x_k} - \Psi \frac{\partial \Psi^*}{\partial x_k} \right) \right. \\ + \frac{\partial^2 V_l}{\partial x_l \partial y_k} \left(\Psi^* \frac{\partial \Psi}{\partial y_k} - \Psi \frac{\partial \Psi^*}{\partial y_k} \right) \\ + \left. \frac{\partial^2 V_l}{\partial x_l \partial z_k} \left(\Psi^* \frac{\partial \Psi}{\partial z_k} - \Psi \frac{\partial \Psi^*}{\partial z_k} \right) \right\} \\ - \frac{1}{m} \int d\Omega \cdot \Psi \Psi^* \cdot \frac{\partial^2 V_l}{\partial x_l \partial t}, \end{aligned}$$

oder nach (6)

$$\ddot{x}_l = -\frac{1}{m} \int d\Omega \cdot \Psi \Psi^* \cdot \left[\sum \left(\frac{\partial^2 V_l}{\partial x_l \partial x_k} \cdot \dot{x}_k + \frac{\partial^2 V_l}{\partial x_l \partial y_k} \cdot \dot{y}_k + \frac{\partial^2 V_l}{\partial x_l \partial z_k} \cdot \dot{z}_k \right) + \frac{\partial^2 V_l}{\partial x_l \partial t} \right].$$

Die zweite zeitliche Ableitung der Strömungsgeschwindigkeit s' der N Elektronen in der x -Richtung ist somit:

$$\begin{aligned} s'' \equiv \frac{1}{N} \sum_l \ddot{x}_l = -\frac{1}{m \cdot N} \int d\Omega \cdot \Psi \Psi^* \\ \cdot \left[\sum_l \sum_k \left(\frac{\partial^2 V_l}{\partial x_l \partial x_k} \cdot \dot{x}_k + \frac{\partial^2 V_l}{\partial x_l \partial y_k} \cdot \dot{y}_k + \frac{\partial^2 V_l}{\partial x_l \partial z_k} \cdot \dot{z}_k \right) \right. \\ \left. + \sum_l \frac{\partial^2 V_l}{\partial x_l \partial t} \right]. \quad l, k = 1, 2, \dots, N \end{aligned}$$

Zur Vereinfachung der Doppelsumme werde noch V_i in das von den Kernen und gebundenen Elektronen herrührende Potential V_i^+ und in den von freien Elektronen erzeugten Rest V_i^- zerlegt:

$$(7) \quad V_i = V_i^+ + V_i^-$$

und weiter nach den einzelnen freien Elektronen:

$$(7a) \quad V_i^- = \sum_k V_{ik} = \sum_k \frac{e^2}{r_{ik}}$$

mit

$$V_{il} = 0, \quad V_{ik} = V_{kl}$$

und

$$r_{ik} = \sqrt{(x_i - x_k)^2 + (y_i - y_k)^2 + (z_i - z_k)^2}.$$

Dann ist:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 V_i}{\partial x_i \partial x_k} \dot{x}_k &= \frac{\partial^2 V_{ik}}{\partial x_i \partial x_k} \dot{x}_k = - \frac{\partial^2 V_{ik}}{\partial x_k^2} \dot{x}_k & \text{für } k \neq i, \\ \frac{\partial^2 V_i}{\partial x_i^2} \dot{x}_i &= \frac{\partial^2 V_i^+}{\partial x_i^2} \cdot \dot{x}_i + \sum \frac{\partial^2 V_{ik}}{\partial x_i^2} \cdot \dot{x}_i \end{aligned}$$

also:

$$\sum_k \left(\frac{\partial^2 V_i}{\partial x_i \partial x_k} \dot{x}_k \right) = \frac{\partial^2 V_i^+}{\partial x_i^2} \cdot \dot{x}_i + \sum_k \left(\frac{\partial^2 V_{ik}}{\partial x_i^2} \cdot \dot{x}_i - \frac{\partial^2 V_{ki}}{\partial x_k^2} \cdot \dot{x}_k \right),$$

und ebenso:

$$\begin{aligned} \sum_k \left(\frac{\partial^2 V_i}{\partial x_i \partial y_k} \dot{y}_k \right) &= \frac{\partial^2 V_i^+}{\partial x_i \partial y_i} \cdot \dot{y}_i + \sum_k \left(\frac{\partial^2 V_{ik}}{\partial x_i \partial y_i} \cdot \dot{y}_i - \frac{\partial^2 V_{ki}}{\partial x_k \partial y_k} \cdot \dot{y}_k \right), \\ \sum_k \left(\frac{\partial^2 V_i}{\partial x_i \partial z_i} \cdot \dot{z}_i \right) &= \frac{\partial^2 V_i^+}{\partial x_i \partial z_i} \cdot \dot{z}_i + \sum_k \left(\frac{\partial^2 V_{ik}}{\partial x_i \partial z_i} \cdot \dot{z}_i - \frac{\partial^2 V_{ki}}{\partial x_k \partial z_k} \cdot \dot{z}_k \right). \end{aligned}$$

Bei der Summation nach l haben sich die rechts stehenden in l und k antisymmetrischen Klammern heraus. Folglich und da V_i nach (7a) nicht ausdrücklich von t abhängt, wird:

$$8) \quad \begin{cases} s''' = - \frac{1}{N \cdot m} \sum_i \int d\Omega \cdot \psi \psi^* \\ \cdot \left\{ \frac{\partial^2 V_i^+}{\partial x_i^2} \cdot \dot{x}_i + \frac{\partial^2 V_i^+}{\partial x_i \partial y_i} \cdot \dot{y}_i + \frac{\partial^2 V_i^+}{\partial x_i \partial z_i} \cdot \dot{z}_i + \frac{\partial^2 V_i^+}{\partial x_i \partial t} \right\} \end{cases}$$

§ 4. Rechts in der letzten Gleichung steht durch $-m$ geteilt der Mittelwert des Klammersausdrucks über alle Elektronen und alle mit der Wahrscheinlichkeitsdichte $\psi \psi^*$ belasteten Punkte des Koordinatenraums. Jetzt ist noch einmal zu mitteln über alle die Zeitelemente, während deren die x -Komponente, s' , der Strömungsgeschwindigkeit der Elektronen bei ihren zufälligen Schwankungen sich in dem willkürlich

vorgegebenen Wertbereiche s' bis $s' + ds'$ befindet. Das Ergebnis der ganzen Mittlung könnte man, da durch sie

$$(9) \quad \bar{y} = \bar{z} = 0,$$

sowie bei stationärem Zustande des Körpers auch

$$(9a) \quad \frac{\partial^2 V_i^+}{\partial x_i \partial t} = 0$$

wird, und

$$(10) \quad \frac{\partial^2 V_i^+}{\partial x_i^2} + \frac{\partial^2 V_i^+}{\partial y_i^2} + \frac{\partial^2 V_i^+}{\partial z_i^2} = 0$$

ist, in einem isotropen und unendlich ausgedehnten Körper ohne weiteres gleich Null setzen, wenn nicht die Möglichkeit eines statistischen Zusammenhangs zwischen den Punktwerten der Geschwindigkeitskomponenten und den mit ihnen in (8) malgenommenen zweiten Ableitungen des Potentials bestände, etwa in der Art, daß bei positivem x_i auch $\frac{\partial^2 V_i^+}{\partial x_i^2}$ vorzugsweise positiv wäre.

III. Das Fermische Geschwindigkeits- und Energieverteilungsgesetz bei gegebener Strömungsgeschwindigkeit

§ 5. Diese Frage wird entschieden durch die der Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen zugrunde liegenden Statistik. Statt der früher von mir benutzten Boltzmannschen Statistik nehme ich jetzt die Fermische als gültig an, die ja unverkennbare Vorzüge gegenüber jener besitzt.¹⁾

Nach Fermi kann die Verteilung mit den Besetzungszahlen N_r der einzelnen Zustandsgebiete des Phasenraums, deren jedes z Elementarzellen für je 2 Elektronen enthalte auf

$$W = \prod_r \left(\frac{(2z)!}{N_r! (2z - N_r)!} \right)$$

1) Für die Fermische Statistik sprechen außer der bereits in der Einleitung erwähnten Unabhängigkeit der kinetischen Energie der Elektronen von der Temperatur die von W. Pauli jr., Ztschr. f. Phys. 41. S. 81—102. 1926 gegebene Deutung des temperaturunabhängigen Paramagnetismus bei Metallen und schließlich ihre kürzlich von E. Fermi, Ztschr. f. Phys. 48. S. 73—79. 1928 aufgedeckte Anwendbarkeit auch auf die gebundenen Elektronen schwerer Atome. Vgl. auch im folgenden § 6 die Anmerkung zu Gleichung (12).

verschiedene Weisen erfolgen.¹⁾ Die wahrscheinlichste Verteilung in unserem Falle, wo außer der Energie und Anzahl der Elektronen noch ihre Strömungsgeschwindigkeit s' in der x -Richtung gegeben ist, bestimmt sich aus

$$\delta \ln W = - \sum_r [\ln N_r - \ln (2z - N_r)] \delta N_r = 0$$

mit den Nebenbedingungen:

$$\delta N = \sum \delta N_r = 0,$$

$$\delta E = \sum_r \epsilon_r \delta N_r = 0,$$

$$\delta (N \cdot s') = \sum \dot{x}_r \delta N_r = 0,$$

wo ϵ_r und \dot{x}_r Energie und x Komponente der Geschwindigkeit der Elektronen des r -ten Zustandsgebiets sind.

Es folgt:

$$\ln N_r - \ln (2z - N_r) + \alpha + \beta \epsilon_r + \gamma \dot{x}_r = 0$$

oder

$$N_r = \frac{2z}{e^{\alpha + \beta \epsilon_r + \gamma \dot{x}_r} + 1}.$$

Die Parameter α und β sind durch Ableitungen der Entropie $S = k \ln W$ bestimmt:

$$(11) \quad \alpha = \frac{1}{k} \left(\frac{\partial S}{\partial N} \right)_{V, E} \quad \beta = \frac{1}{k} \left(\frac{\partial S}{\partial E} \right)_{V, N} = \frac{1}{k T},$$

während γ in einfacher Beziehung zur Strömungsgeschwindigkeit s' der Elektronen steht. Denn sei V_r die potentielle Energie in dem r -ten Gebiete, so ist:

$$\begin{aligned} \alpha + \beta \epsilon_r + \gamma \dot{x}_r &= \alpha + \beta V_r + \frac{\beta m}{2} (\dot{x}_r^2 + \dot{y}_r^2 + \dot{z}_r^2) + \gamma \dot{x}_r \\ &= \alpha + \beta V_r + \frac{\beta m}{2} \left[\left(\dot{x}_r + \frac{\gamma}{\beta \cdot m} \right)^2 + \dot{y}_r^2 + \dot{z}_r^2 \right] \\ &\quad - \frac{\gamma^2}{2 \beta m}. \end{aligned}$$

1) Die Verteilung der N_r nicht unterschiedenen Elektronen des r -ten Zustandsgebietes auf die $2z$ ($\geq N_r$) vorhandenen Einzelstellen kann nämlich, wie man leicht einsieht, auf $\frac{(2z)!}{N_r! (2z - N_r)!}$ Arten erfolgen, und zwar in jedem Zustandsgebiete unabhängig von jedem andern.

Also:

$$(12)^1) \quad N_r = \frac{2\pi}{e^{\alpha' + \beta V_r + \frac{\beta m}{2} \left[\left(\dot{x}_r + \frac{\gamma}{\beta \cdot m} \right)^2 + \dot{y}_r^2 + \dot{z}_r^2 \right]} + 1}$$

mit

$$\alpha' = \alpha - \frac{\gamma^2}{2\beta m}.$$

Die \dot{x}_r verteilen sich nach (12) für jeden Wert von V_r symmetrisch um den Wert $-\frac{\gamma}{\beta \cdot m}$, der somit gleich s' ist:

$$\gamma = -s' \cdot \beta \cdot m = -\frac{m}{kT} \cdot s'.$$

IV. Die Supraleitfähigkeit und der spezifische Widerstand

§ 6. Nach (12) haben die Elektronengeschwindigkeiten nur mit den Potentialwerten selbst einen unmittelbaren statistischen Zusammenhang, ein solcher mit Ableitungen des Potentials — oder eines Teils, V_i^+ , von ihm — nach den Koordinaten kann nur mittelbar zustande kommen und fällt fort bei fest gegebenem Potentialwerte. Innerhalb des festen Wertebereichs V bis $V + dV$ des Elektronenpotentials gemittelt, ist folglich nach (9)

$$(13) \quad \left\{ \begin{aligned} & \left(\frac{\partial^2 V_i^+}{\partial x_i^2} \cdot \dot{x}_i \right) + \left(\frac{\partial^2 V_i^+}{\partial x_i \partial y_i} \cdot \dot{y}_i \right) + \left(\frac{\partial^2 V_i^+}{\partial x_i \partial z_i} \cdot \dot{z}_i \right) \\ & = \frac{\partial^2 V_i^+}{\partial x_i^2} \cdot \dot{x} = \left(\frac{\partial^2 V_i^+}{\partial x_i^2} \right) \cdot s'. \end{aligned} \right.$$

Den Zusammenhang zwischen dem Verteilungsgesetz (12) und der Wahrscheinlichkeitsdichte $\Psi \Psi^*$ erhält man, wenn man einerseits durch N_r nach (12) und andererseits durch $\Psi \Psi^*$ den Bruchteil aller Elektronen ausdrückt, der sich bei der Strömungsgeschwindigkeit s' durchschnittlich im Geschwindigkeitsbereiche \dot{x} bis $\dot{x} + d\dot{x}$, ... \dot{z} bis $\dot{z} + d\dot{z}$ und Potentialbereiche V bis $V + dV$ befindet:

1) Fragt man nach der Wahrscheinlichkeit dafür, daß sich ein Elektron im Innern eines positiven Atomkernes befinde, so würde diese nach dem Maxwell-Boltzmannschen Energieverteilungsgesetz, bei dem N_r proportional zu $e^{-\beta V_r}$ ist, mit zu Null abnehmender Kerngröße, wie leicht zu sehen, zur Gewißheit, dagegen nach (12) wegen der 1 im Nenner, die bei $V_r \rightarrow -\infty$ allein übrig bleibt, zu Null.

$$(14) \quad \frac{N_r}{N} = \frac{1}{N} \sum_{\substack{(x_i = \dot{x} + d\dot{x}, \dots V_i = V + dV) \\ (x_i = \dot{x}, \dots V_i = V)}} \int d\Omega \Psi \Psi^*.$$

Rechts ist zur Beseitigung der zufälligen Schwankungen über alle Zeitabschnitte zu mitteln, in denen die Strömungsgeschwindigkeit zwischen s' und $s' + ds'$ liegt.¹⁾ Die Integrationsgrenzen sind mit dem Integranden durch (5a) und (1) verknüpft. Die dem von ihnen umschlossenen Zustandsgebiete im Ausdrucke (12) für N_r zuzuordnende Zahl z von Elementarzellen wird durch die Quantelung des Elektronengases bestimmt, auf deren Regeln es hier nicht weiter ankommt.

Der gesuchte Mittelwert von s''' bei gegebenem s' ist somit, wenn man die Integration in (8) nach dem Werte von V_i ordnet und die durchschnittliche Anzahl der in einem Wertbereiche dV befindlichen Elektronen mit dN bezeichnet, nach (13) und (14) sowie (9a):

$$(15) \quad \overline{(s''')_{s'}} = - \frac{s'}{N \cdot m} \int dN \left(\frac{\partial^3 V_i^+}{\partial x_i^3} \right).$$

Vermöge der Laplaceschen Gleichung (10) verschwindet der rechts stehende Ausdruck, sofern nur auf den Flächen konstanten Potentials der Elektronen die x -Richtung den zu ihr senkrechten Richtungen so weit gleichberechtigt ist, daß

$$(16) \quad \frac{\partial^3 V_i^+}{\partial x^3} = a^2 \cdot \left(\frac{\partial^3 V_i^+}{\partial y^3} + \frac{\partial^3 V_i^+}{\partial z^3} \right)$$

wird, wo a^2 einen beliebigen positiven Proportionalitätsfaktor bezeichnet, der im Falle der Isotropie natürlich gleich $1/3$ wird.

Unter dieser Bedingung ist also

$$(17) \quad \overline{(s''')_{s'}} = 0$$

1) Daß die Gleichung (14) als *Anfangsbedingung* für die Wellenfunktion, also ohne die zeitliche Mittlung rechts, bei beliebigem Verteilungsgesetz der N_r mit der Wellengleichung (1) vereinbar ist, ersieht man leicht aus der Form von (1). (Vgl. auch P. Ehrenfest u. G. E. Uhlenbeck, Ztschr. f. Phys. 41. S. 24–26. 1927.) Dagegen ist die wichtigere Frage, ob nach der Wellengleichung die Fermische Verteilung als mittlerer Zustand *dauernd* bestehen kann, erst noch zu entscheiden.

und wir haben nach dem oben in Abschn. I gesagten vollkommene Supraleitfähigkeit.

Diese muß hiernach in einem unbegrenzten¹⁾ metallischen Leiter, der makroskopisch isotrop ist oder wenigstens (16) erfüllt, stets bestehen, solange die Bewegung der Elektronen lediglich von den Schrödingerschen Wellengleichungen (1) beherrscht wird.

Ob dies Ergebnis auch bei quantenmechanischer Berücksichtigung der verhältnismäßig kleinen, magnetischen Kräfte auf die Leitungselektronen bestehen bleibt, muß allerdings noch untersucht werden. Doch darf es bei dem weitgehenden Entsprechen von gewöhnlicher und Quantenmechanik im Hinblick auf eine früher²⁾ durchgeführte Abschätzung bis auf weiteres wohl angenommen werden.

§ 7. Nach dem oben Ausgeführten ist die einzige Ursache elektrischen Widerstandes in metallischen Leitern in einem Vorgange zu suchen, der aus dem Rahmen der Wellengleichungen (1) fällt. Als solcher bietet sich der Austausch zwischen den freien strömenden und den an Atomkerne gebundenen Elektronen dar, den man ohnedies bei jeder von Null verschiedenen Temperatur, und zwar immer häufiger bei zunehmender Erwärmung, erwarten mußte. Zu derselben Vorstellung führte meine frühere, nach der gewöhnlichen Mechanik und unter Annahme der Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung durchgeführte Untersuchung der metallischen Leitfähigkeit und Supraleitfähigkeit. Qualitativ bleibt somit alles beim alten. Auch die Formel für den spezifischen elektrischen Widerstand im einfachsten Falle, daß beim Austritt der Elektronen aus Bindungen an Kerne wie beim Eintritt in solche im Mittel keine Richtung bevorzugt³⁾ und die Eintrittswahr-

1) Durchschneidet eine Grenze die Strömungslinien, so finden die strömenden Elektronen in ihr ein anisotropes Kraftfeld, das eben vermöge dieser Anisotropie ihre Bewegung hemmen kann.

2) Verf., Ann. d. Phys. (4) 80. S. 119ff. 1926. Die obere Grenze für die Stärke der ungeordneten magnetischen Molekularfelder erhöht sich infolge der nach Fermi anzunehmenden größeren Elektronengeschwindigkeit sogar beträchtlich. Auch die Kräfte auf die magnetischen Dipolmomente der Elektronen ergeben nach der gewöhnlichen Mechanik im Mittel keinen Beitrag zu s'' , wie man leicht einsieht.

3) Bei nicht regulären Kristallen bestehen vermutlich Vorzugsrichtungen des Eintritts und Austritts. Dadurch ist wohl die Abhängigkeit des Widerstands von der Richtung zu erklären.

scheinlichkeit unabhängig von der Geschwindigkeit des Elektrons ist, bleibt gemäß ihrer Ableitung die bereits angegebene

$$(18) \quad \sigma = \frac{m}{e^2} \cdot \frac{\gamma}{n_f},$$

wo n_f die Anzahl der freien Elektronen in 1 cm³ und γ die Bindungswahrscheinlichkeit eines von ihnen in 1 Sekunde ist. Ebenso kann die Erklärung der von Kamerlingh-Onnes beobachteten merkwürdigen Unverrückbarkeit der Stromlinien in Supraleitern gegenüber magnetischen Kräften einfach übernommen werden.¹⁾

Von den weiter²⁾ für Blei ausgerechneten Zahlwerten bleiben die für γ ($\gamma \leq 187$ für $T = 4,2^\circ$ abs. bei höchster Supraleitfähigkeit und $\gamma = 1,87 \cdot 10^{14}$ (bei 0° C) bestehen, da sie allein aus (18) folgen; dagegen ändern sich die von der Elektronengeschwindigkeit abhängenden Werte. Z. B. wird der mittlere Weg eines freien Elektrons mit der jetzt etwa anzusetzenden Geschwindigkeit $v = 10^8$ cm/sec bis zur nächsten Bindung, die im Durchschnitt nach $1/\gamma$ Sekunde erfolgt, $\sim 5,5 \cdot 10^5$ cm = 5500 m statt früher 74 m bei $4,2^\circ$ abs. und $\sim 5,5 \cdot 10^{-7}$ cm statt früher $6 \cdot 10^{-8}$ cm bei 0° C, natürlich längs der vielfach gekrümmten Bahn gemessen, insofern von einer solchen quantenmechanisch überhaupt geredet werden darf.

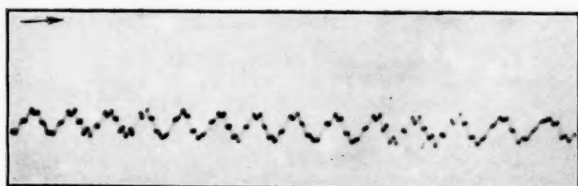
Eine Untersuchung der Abhängigkeit des spezifischen Widerstandes von der Temperatur soll demnächst folgen.

Königsberg i. Pr., Juni 1928.

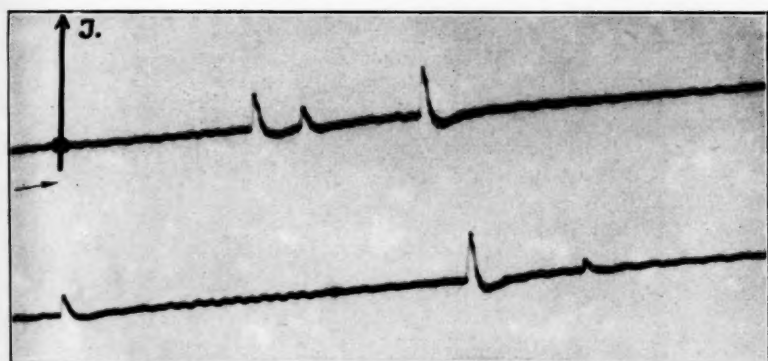
1) Dafür ist wesentlich, daß die Geschwindigkeitsverteilung (12) bei einer zufällig entstandenen Strömung wieder von derselben Form ist, wie wenn ein homogenes elektrisches Feld während einer Zeit dt auf die Elektronen gewirkt hätte. Vgl. Verf., Ann. d. Phys. 80. S. 128 ff. 1926.

2) A. a. O., S. 125 ff.

(Eingegangen 25. Juni 1928)



Aufnahme 1

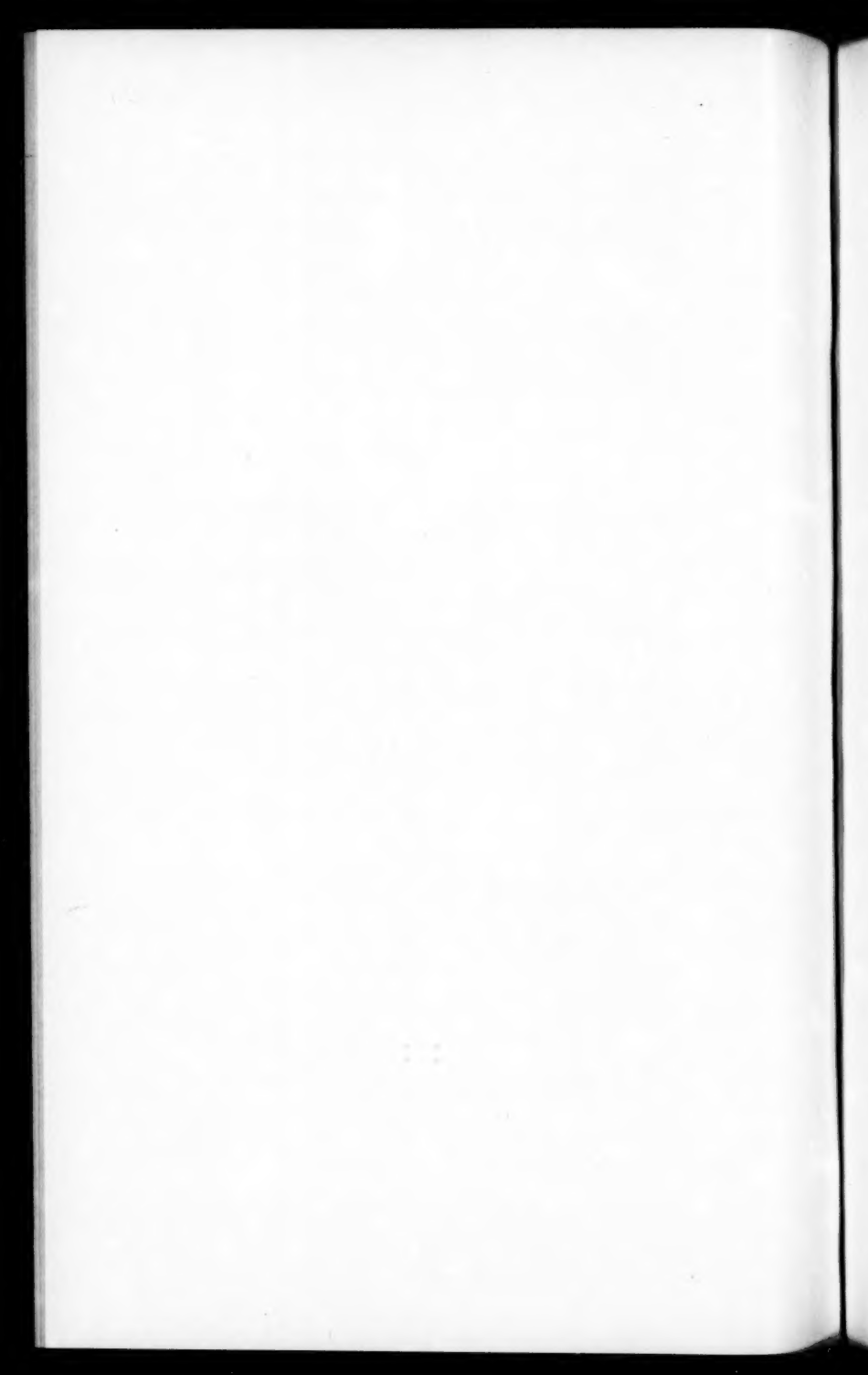


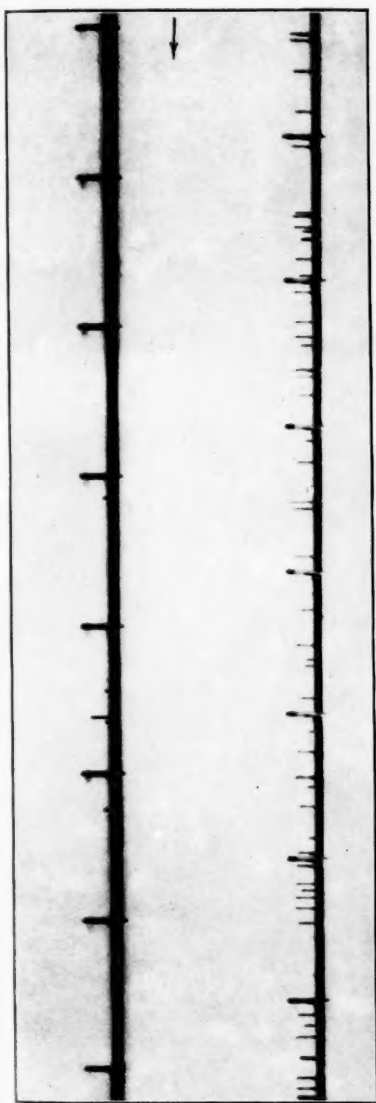
Aufnahme 2



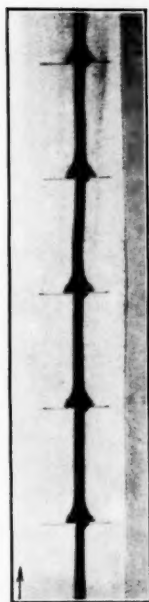
Aufnahme 3

E. Ramelet





Aufnahme 4



Aufnahme 5





Aufnahme 6

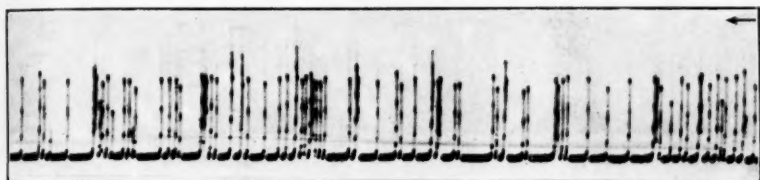


Aufnahme 7

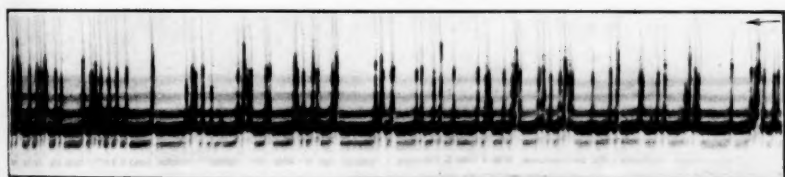




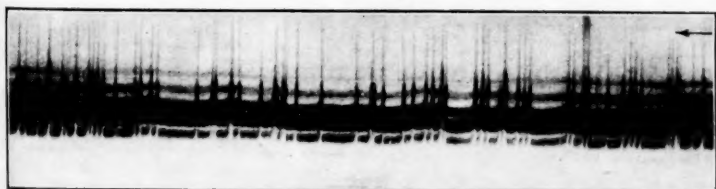
Aufnahme 8



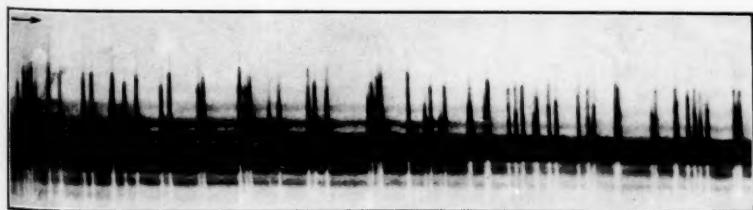
Aufnahme 9



Aufnahme 10



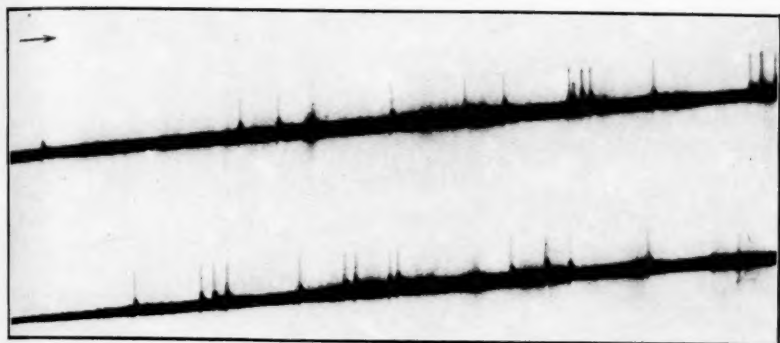
Aufnahme 11



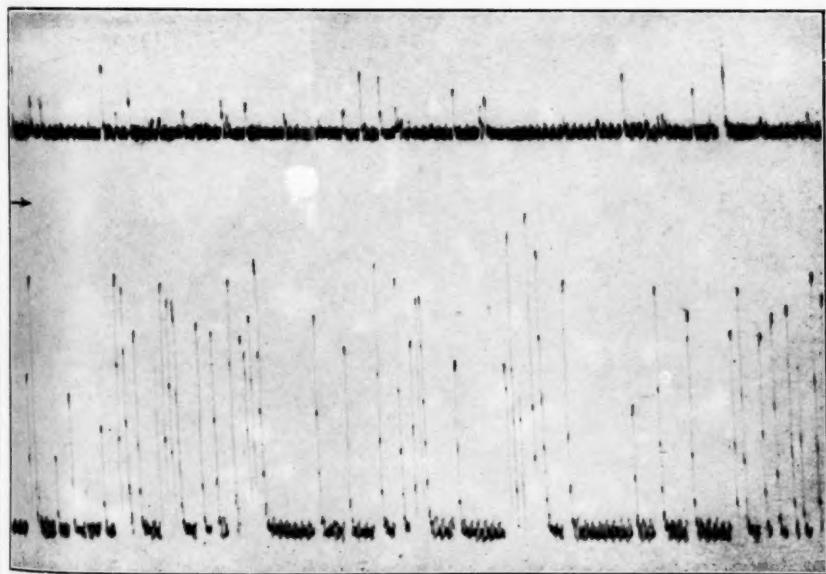
Aufnahme 12

E. Ramelet





Aufnahme 13



Aufnahme 14

E. Ramelet